

N° d'Ordre : 172

THESES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

par

Max BOUDERLIQUE



1° THÈSE : Contribution à l'étude des techniques
de mesures en régime transitoire
sur les câbles coaxiaux.

2° THÈSE : Propositions données par la Faculté.



Soutenues le 31 Mars 1962 devant la Commission d'Examen

MM. J. JANIN	Président
G. MESNARD	} Examineurs
M. DUFAY	
I. EYRAUD	



1962

N° d'Ordre : 172

THESES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

par

Max BOUDERLIQUE



1° THÈSE : Contribution à l'étude des techniques
de mesures en régime transitoire
sur les câbles coaxiaux.

2° THÈSE : Propositions données par la Faculté.



Soutenues le 31 Mars 1962 devant la Commission d'Examen

MM. J. JANIN	Président
G. MESNARD	} Examineurs
M. DUFAY	
I. EYRAUD	



1962



UNIVERSITE DE LYON - FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, DŒUVRE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA

DOYEN

M. GAUTHIER H.

ASSESSEUR

M. BRACONNIER

PROFESSEURS

M. LONGCHAMBON	Minéralogie	M. BERNARD	Physique Industrielle
M. DEJARDIN	Physique générale	M. DUFAY J.	Astronomie
M. DOUIN	Botanique	M. NIGON	Zoologie Expérimentale
M. EYRAUD H.	Calcul Différentiel et Intégral	M. GAUTHIER H.	Géologie
	Chimie-Physique	M. VIRET	Géologie
M. COURTY	Chimie Industrielle	M. WAUTIER	Zoologie
M. PRETTRE	Microbiologie Mycologie	M. CHOPIN	Chimie Biologique
M. KUHNER	Mécanique rationnelle et appliquée	M. CUEILLERON	Chimie
M. MALECOT	Chimie Minérale	M. BRACONNIER	Mathématiques
	Chimie	M. EYRAUD Ch.	Chimie Appliquée
M. PARIS	Chimie Organique	M. SARAZIN	Physique Nucléaire
M. AUMERAS	Géologie Appliquée	M. PERES	Physiologie
M. COLONGE	Physique Expérimentale	M. MESNARD	Electronique
M. FLANDRIN		M. GRANDMONTAGNE	Physique
M. JANIN		M. BOIDIN	Botanique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BOUTILLIER	Minéralogie	M. MERLIN	Chimie M.P.C.
M. DREUX	Chimie Organique	M. PAVANS	
M. LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire	de CECCATTY	Zoologie
M. TEICHNER	Chimie Industrielle	M. PHILBERT	Physique Nucléaire
M. GAUME	Physique		

MAITRES DE CONFERENCES

M. DEPAZ	Physique Nucléaire	M. DUFAY M.	Physique
M. FERON	Mathématiques	M. GINET	Zoologie
M. BERSILLON	Physiologie Végétale S.P.C.N.	M. MAURY	Mathématiques
	Géologie	M. MICHEL	Minéralogie
M. DAVID L.	Chimie	Mme ERICSON	Physique Générale
M. GAUTHIER J.	Physique	M. GEVIN	Géologie
M. LAFORGUE	Zoologie Expérimentale S.P.C.N.	M. PONASSE	Mathématiques
M. LEGAY	Physique S.P.C.N.	M. MARTEL	Mécanique
	Géologie Appliquée	M. CHERY	Physique
M. UZAN	Physique	M. LEFEBVRE	Mathématiques
M. CHENEVOY	Psychophysiologie	M. d'INCAN	Physique
Mlle MAITROT	Physique	M. COHEN-ADAD	Chimie
M. CHANEL	Physique	M. PERNET	Mathématiques
M. ASCH		Mlle GAUTHERON	Chimie-Biologie

MAITRES DE CONFERENCES ADJOINTS

M. PIERRON	Chimie	M. LEMONDE	Physique
------------	--------	------------	----------

SECRETAIRE PRINCIPAL HONORAIRE

M. ROUX

SECRETAIRE PRINCIPAL

M. BURNET

A MA MERE

A MA FEMME

A MON FILS

A MON CHEF DE SERVICE

Monsieur I. EYRAUD

Chargé de Cours à la Faculté des Sciences

A MON MAITRE

Monsieur le Professeur J. JANIN

Ce travail a été effectué grâce à l'aide de la Société « Les Câbles de Lyon » qui m'a permis d'utiliser les ressources de son Laboratoire de Recherches.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur VIDAL, Directeur des Câbles de Lyon, et à Monsieur OUDIN, Directeur Technique.

Je remercie mon Maître, Monsieur le Professeur JANIN, qui a bien voulu considérer mon travail avec bienveillance et qui m'a fait l'honneur d'être Président du Jury.

Je remercie Monsieur le Professeur MESNARD et Monsieur DUFAY, Maître de Conférence, qui ont bien voulu faire partie du Jury.

J'adresse l'expression de ma plus vive gratitude à Monsieur I. EYRAUD, Chef du Laboratoire d'Etudes Générales des Câbles de Lyon, qui a bien voulu me guider dans mon travail et m'apporter toute son expérience.

Contribution à l'Etude des Techniques de Mesures en Régime Transitoire sur les Câbles Coaxiaux

par M. BOUDERLIQUE



Première partie : Etude théorique

Deuxième partie : Applications pratiques



Digitized by the Internet Archive
in 2026

PREMIERE PARTIE

ETUDE THEORIQUE

PLAN

- 1 - Introduction
- 2 - Etude théorique du procédé échométrique
- 3 - Affaiblissement et impédance caractéristique
- 4 - Correction amplitude-phase
- 5 - Transposition

1 - INTRODUCTION

La technique de l'examen des câbles coaxiaux par des procédés impulsionnels voisins de ceux employés dans les radars a débuté quelques années après la fin de la guerre 1939-1945, notamment aux Etats-Unis et en Angleterre.

Au début, les échomètres réalisés à cet effet étaient assez rudimentaires. Leur emploi se bornait à la recherche et à la localisation de défauts majeurs tels que court-circuit ou coupure de conducteurs.

Depuis, la théorie de ces appareils s'est considérablement améliorée, principalement en France, au point de transformer les échomètres en appareils de mesures précis, capables d'assurer non seulement la localisation de défauts très faibles, mais encore d'apporter des renseignements précieux sur la qualité d'un câble et, notamment la détermination de certaines de ses caractéristiques telles que impédance moyenne, impédance d'extrémités...

Son emploi systématique s'est pratiquement substitué aux mesures de ces paramètres en régime permanent beaucoup plus délicates, plus longues et souvent moins précises.

Nous avons pris part, depuis plusieurs années, aux études de ces appareils. Après avoir résumé la théorie générale des procédés de mesures échométriques, nous essaierons d'apporter notre contribution aux théories de la correction amplitude-phase et de la transposition de fréquence.

Dans les deuxième et troisième chapitres de la présente étude, nous résumons les différents articles qui nous ont servi de base et que nous avons portés dans la bibliographie. Les deux derniers chapitres exposent plus spécialement nos travaux personnels.

Nous donnerons ensuite trois exemples de réalisation que nous avons pu mettre au point au cours de ces études.

2 - ETUDE THEORIQUE DU PROCEDE ECHOMETRIQUE

2.1 - Plan

Nous résumerons les bases théoriques de ce procédé, puis nous étudierons quelques types de signaux pouvant être utilisés pour ces mesures.

2.2 - Détermination de l'impédance moyenne d'une longueur de câble

Nous considérerons un câble coaxial réel, c'est-à-dire comportant de petites irrégularités de fabrication, soit dans ses dimensions géométriques, soit dans l'homogénéité de ses matériaux constitutifs.

On sait que, pour un câble parfaitement régulier, on peut définir une impédance caractéristique Z_c telle que, placée à l'extrémité d'une longueur quelconque de ce câble, l'impédance mesurée à l'entrée soit toujours égale à Z_c .

Nous serons amenés à utiliser la notion d'affaiblissement d'un signal se propageant le long du câble. Nous admettrons que la tension V_s en un point quelconque du câble situé à une distance x de l'origine est liée à la tension d'entrée V_e par l'expression :

$$V_s = V_e \cdot e^{-\gamma x} \quad (1)$$

Nous préciserons plus tard le sens exact de Z_c et γ .

Nous définirons l'impédance moyenne Z_o d'un câble de longueur l , par l'expression :

$$Z_o = \frac{1}{l} \int_0^l Z(x) dx \quad (2)$$

$Z(x)$ représentant l'impédance locale du câble, au point d'abscisse x .

Prenons un câble bouclé à son extrémité la plus éloignée sur une impédance Z_T réglable, voisine de son impédance caractéristique. Connectons ses deux conducteurs à l'origine sur un pont dont l'impédance réglable d'équilibrage Z_1 est, elle aussi, voisine de l'impédance caractéristique du câble. Si nous appliquons un signal $2E(\omega)$, à la diagonale du pont, dont les bras sont constitués par des impédances de valeurs

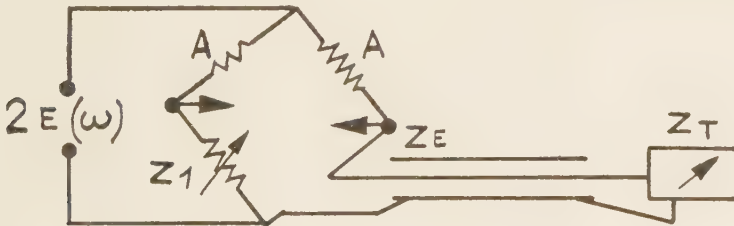


Fig. 1

très voisines, nous recueillons, dans la diagonale réceptrice, un signal $U(\omega)$.

$$U(\omega) = E(\omega) \frac{Z_E - Z_1}{Z_E + Z_1} \quad (3)$$

Un câble coaxial d'exposant de propagation γ terminé à son extrémité par une impédance Z_T présentera à l'entrée une impédance qui dépendra des impédances locales le long de la ligne et de Z_T . Cette impédance d'entrée Z_E aura pour expression :

$$Z_E = Z_0 + (Z_T - Z_0) e^{-2\gamma l} + 2\gamma \int_0^l S(x) e^{-2\gamma x} dx \quad (4)$$

$S(x)$ étant la fonction $Z(x) - Z_0$

le signal de déséquilibre sera donc :

$$U(\omega) = E(\omega) \frac{Z_0 + (Z_T - Z_0) e^{-2\gamma l} + 2\gamma \int_0^l S(x) e^{-2\gamma x} dx - Z_1}{Z_0 + (Z_T - Z_0) e^{-2\gamma l} + 2\gamma \int_0^l S(x) e^{-2\gamma x} dx + Z_1} \quad (5)$$

Les impédances Z_1 et Z_T seront constituées par des réseaux ajustables appelés équilibres dont la courbe d'impédance-fréquence sera de même forme que celle de Z_0 . Ceux-ci pourront être manœuvrés simultanément, de façon à avoir toujours en même temps les mêmes valeurs.

Comme de toutes façons leurs valeurs différeront peu de Z_0 et que les irrégularités représentées par l'intégrale seront toujours faibles devant Z_0 , le dénominateur pourra être simplifié. Nous pourrions écrire :

$$U(\omega) = E(\omega) \frac{(Z_0 - Z_1)(1 - e^{-2\gamma l}) + 2\gamma \int_0^l S(x) e^{-2\gamma x} dx}{2Z_0} \quad (6)$$

Toutefois, pour pouvoir étudier assez facilement cette fonction, nous serons amenés à supposer que l'affaiblissement du signal le long du câble est nul et la vitesse de propagation identique pour toutes les fréquences, γ représentant seulement une constante de propagation

$\gamma = \frac{p}{v}$, avec $p = j\omega$, v étant la vitesse de propagation.

D'autre part, nous supposerons que $S(x)$ varie peu en fonction de la fréquence, nous aurons alors :

$$U(p) = E(p) \frac{(Z_0(p) - Z_1(p)) \left(1 - e^{-\frac{2pl}{v}}\right) + \frac{2p}{v} \int_0^l S(x) e^{-\frac{2px}{v}} dx}{2 Z_0(p)} \quad (7)$$

et pour $Z_0(p) = Z_1(p) = Z_T(p)$

$$U(p) = E(p) \frac{\frac{2p}{v} \int_0^l S(x) e^{-\frac{2px}{v}} dx}{2 Z_0(p)} \quad (8)$$

Si on tient compte du fait que les échos ont à parcourir une fois la distance x pour le retour, et le signal une fois pour l'aller, nous avons :

$$x = \frac{vt}{2} \quad (9)$$

d'où :

$$U(p) = \frac{E(p) p \int_0^{\frac{2l}{v}} S\left(\frac{vt}{2}\right) e^{-pt} dt}{2 Z_0(p)} \quad (10)$$

au delà de $\frac{2l}{v}$ la sommation est évidemment nulle, nous pouvons donc écrire :

$$U(p) = \frac{E(p) p \int_0^{\infty} S\left(\frac{vt}{2}\right) e^{-pt} dt}{2 Z_0(p)} \quad (11)$$

Si nous utilisons comme signal d'attaque du pont un signal échelon dont la transformée est $\frac{1}{p}$, nous aurons :

$$U(p) = \frac{E(p) \int_0^{\infty} S\left(\frac{vt}{2}\right) e^{-pt} dt}{2 Z_0(p)} \quad (12)$$

ce qui montre que le signal de déséquilibre sera directement proportionnel aux irrégularités d'impédance du câble.

Pour $Z_1 = Z_T = Z_0$, la valeur moyenne des échos est nulle.

Le réglage de $Z_1 = Z_T = Z_0$ pourra donc utiliser ce fait, la recherche de Z_0 se faisant en agissant sur la valeur de $Z_1 = Z_T$ de manière que cette condition soit remplie et la courbe obtenue représentera directe-

ment l'écart d'impédance $\frac{\Delta Z}{2 Z_0}$.

Si le signal d'attaque du pont est l'impulsion de Dirac, dont la transformée est 1, nous obtiendrons l'intégrale précédente multipliée par p, c'est-à-dire la dérivée de l'expression précédente.

Ceci signifie que la courbe obtenue représenterait la dérivée des écarts $\frac{\Delta Z}{2 Z_0}$, par rapport à l'abscisse x.

2.3. - Choix des signaux réels

2.3.1 - Impulsion

L'impulsion unité a un spectre d'amplitude constante s'étendant jusqu'à l'infini. Elle n'est évidemment pas réalisable physiquement.

Un câble étant un organe de transmission chargé de transmettre un certain nombre de fréquences réparties dans un spectre bien déterminé, il est logique de rechercher un signal réel répondant le mieux possible aux trois conditions suivantes :

- a) le signal doit être réalisable physiquement assez facilement ;
- b) il doit être limité dans le temps et doit constituer une impulsion unique afin de se rapprocher en forme de l'impulsion unité afin de permettre un examen relativement aisé de la nature et de l'emplacement des défauts .
- c) son spectre doit être le plus constant possible jusqu'à une fréquence maximum et d'amplitude nulle au delà.

Il est connu qu'il y a incompatibilité entre les conditions b et c.

Il s'agira donc de déterminer un signal répondant à la condition b et se rapprochant de la condition c.

L'étude du spectre d'un signal $S(t)$ peut être effectuée à l'aide de l'intégrale de Fourier :

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t) e^{-j\omega t} dt \quad (13)$$

Avec la condition supplémentaire $S(t) = 0$ pour $t \leq 0$ on est ramené à l'intégrale de Laplace :

$$A(\omega) = \int_0^{\infty} S(t) e^{-j\omega t} dt \quad (14)$$

où $j\omega = p$.

Nous disposons d'un grand nombre de fonctions possibles, nous n'étudierons que les principales.

2.3.1.1 - La fonction :

$$S(t) = \alpha t e^{-\alpha t} \quad (15)$$

dont le module du spectre est avec $\alpha = \frac{\pi}{T}$:

$$\varphi(f) = \frac{\alpha}{\alpha^2 + 4\pi^2 f^2} \quad (16)$$

2.3.1.2 - **Impulsion triangulaire** $0 < t < 2T$ (17)

dont la forme opérationnelle est :

$$\frac{(1 - e^{-pT})^2}{p^2 T} \quad (18)$$

T = largeur à mi-hauteur

et le module du spectre :

$$M = \frac{1 + \sin^2 \pi T f}{\pi^2 T f^2} \quad (19)$$

2.3.1.3. - **Impulsion carrée de durée T**

dont la forme opérationnelle est :

$$\frac{1}{p} \cdot (1 - e^{-pT}) \quad (20)$$

et le module du spectre :

$$\frac{\sin \pi T f}{\pi f} \quad (21)$$

2.3.1.4. - Cosinusoïde surélevée

$$S(t) = (1 - \cos \alpha t) \quad (22)$$

$$0 < t < T$$

dont la transformée de Laplace est :

$$\frac{\alpha^2}{p(p^2 + \alpha^2)} (1 - e^{-pT}) \quad (23)$$

$$\left. \begin{array}{l} (22) \\ (23) \end{array} \right\} \text{ avec } \alpha = \frac{2\pi}{T}$$

et le module du spectre :

$$\frac{\sin \pi T f}{\pi f (1 - f^2 T^2)} \quad (24)$$

On peut voir, fig. 2, une représentation graphique de la forme des spectres de trois types de signaux.

La forme de celui de l'impulsion en cosinusoïde surélevée s'approche de l'idéal que nous recherchons. La partie oscillatoire suivant le premier zéro n'est pas représentée, mais son amplitude est suffisamment faible pour être négligée en pratique.

Cette impulsion est de plus très facile à produire. C'est la raison pour laquelle elle est couramment employée.

2.4. - Cas du signal échelon-unité

Il s'agit seulement de produire un signal à front raide. Ce front devra avoir un temps de montée au moins aussi bref que la durée de l'impulsion la plus courte employée. La forme du front devra se rapprocher autant que possible de celle de l'intégrale de l'impulsion. En pratique, quelle que soit la façon de procéder, on obtient toujours en fait des formes assez voisines pour qu'il n'y ait pas de problème.

Il est à noter cependant que l'on peut soit produire ce signal, par une intégration de l'impulsion par exemple, avant de l'envoyer sur le câble, soit envoyer l'impulsion sur le dispositif de mesure et intégrer la courbe d'échos. (Ceci peut être effectué facilement avec un intégrateur R-C).

Dans les deux cas, le résultat sera le même puisque l'intégration d'un signal revient à multiplier la forme opérationnelle de celui-ci par $\frac{1}{p}$ et, étant donné les propriétés de commutativité de la multiplication opérationnelle, le produit peut être effectué en n'importe quel point de la chaîne.

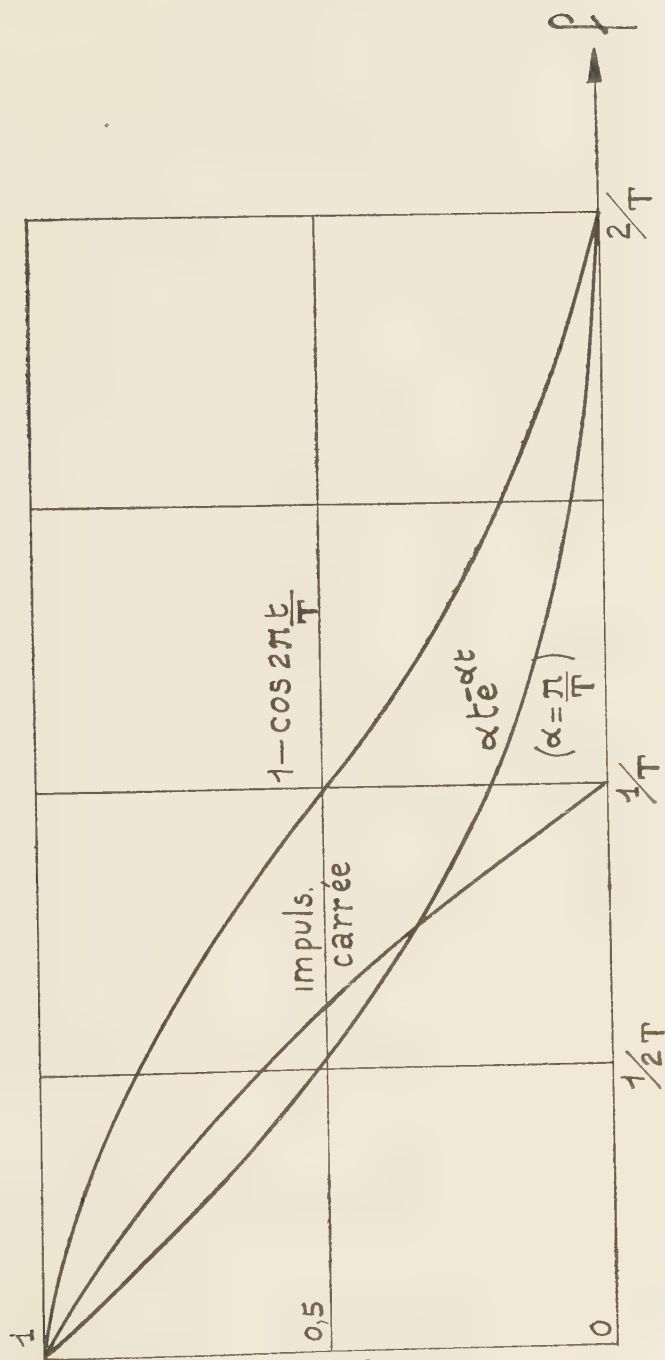


Fig. 2

2.5 - Cas des signaux répétés

Jusqu'ici, nous nous sommes limités à des signaux isolés. Dans la pratique, afin de faciliter l'observation des courbes, au moyen d'un oscilloscope par exemple, on est amené à opérer avec des signaux régulièrement répétés.

Les études précédentes sont évidemment beaucoup plus délicates à effectuer avec de tels signaux dont les fonctions représentatives sont beaucoup plus compliquées.

On peut toutefois considérer que si la répétition des signaux se fait au bout de temps suffisamment longs pour qu'on ait une extinction quasi totale des réponses, les conclusions précédentes restent valables.

Ainsi, on sait que des signaux répétés peuvent être décomposés en série de Fourier en un certain nombre de fréquences discrètes dont la plus basse est la fréquence de répétition f_r , suivant :

$$f(\omega) = A_1 f_r + A_2 2 f_r + A_3 3 f_r + \dots$$

On sait également que l'enveloppe de cette série est donnée par l'intégrale de Fourier.

Dans le cas particulier du signal-échelon, ce signal ne peut être répété indéfiniment puisque tous les paliers sont dans le même sens. On tourne la difficulté en faisant successivement un palier dans un sens puis un palier dans l'autre et l'on n'observe qu'une des courbes. Ou encore, au lieu de faire un palier horizontal, on le fait descendre linéairement et suffisamment lentement pour que, pendant la durée de la réponse, la baisse de niveau du palier soit négligeable, mais que, par contre, le palier soit revenu au niveau zéro au moment où doit commencer le suivant.

3 - AFFAIBLISSEMENT ET IMPEDANCE CARACTERISTIQUES

3.1 - Plan

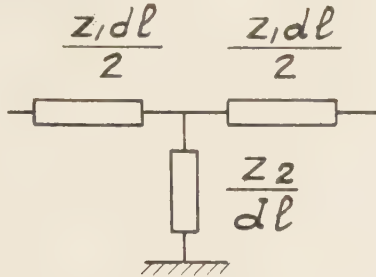
Nous résumerons l'établissement de quelques formules générales, puis les travaux de Schelkunoff [16] aboutissant, à partir des équations de Maxwell, à la détermination des paramètres caractérisant un câble coaxial.

Nous ferons ensuite apparaître, sous une forme pratique, l'impédance caractéristique et l'affaiblissement, aux fréquences de la partie utile du spectre.

3.2 - Formules générales

Nous pouvons assimiler une ligne de transmission régulière quelconque à une suite infinie de quadripôles, par exemple à une suite de cellules en T.

Considérons une telle cellule :



Il est connu que l'impédance caractéristique d'un quadripôle [15] est donnée par :

$$Z_c = \sqrt{Z_o Z_f}$$

racine carrée des produits des impédances d'entrée en circuit ouvert et circuit fermé, d'où :

$$Z_c = \sqrt{\left(\frac{Z_1 dl}{2} + \frac{Z_2}{dl} \right) \left(\frac{\frac{Z_1 dl}{2} \cdot \frac{Z_2}{dl}}{\frac{Z_1 dl}{2} + \frac{Z_2}{dl}} + \frac{Z_1 dl}{2} \right)}$$

Quand dl devient infiniment petit, on peut, dans les sommes, négliger $\frac{Z_1 dl}{2}$ devant $\frac{Z_2}{dl}$:

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_2}{dl} \cdot Z_1 dl} = \sqrt{Z_1 Z_2} \quad (1)$$

On peut procéder de même pour déterminer l'affaiblissement d'une cellule **terminée sur son impédance caractéristique**, on trouve tous calculs faits :

$$A = e^{-\gamma dl} = 1 - \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} dl$$

A étant le rapport des tensions d'entrée et de sortie de la cellule élémentaire.

Développons $e^{-\gamma dl}$ et limitons-nous aux deux premiers termes :

$$e^{-\gamma dl} = 1 - \gamma dl = 1 - \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} dl$$

d'où la constante de propagation :

$$\gamma = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} \quad (2)$$

avec :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (4)$$

α exprimant alors l'affaiblissement proprement dit et β le déphasage. On aura de plus :

$$V = \frac{\omega}{\beta} \quad (5)$$

V étant la vitesse de propagation.

3.3. - Détermination des paramètres caractérisant un câble coaxial

Nous limiterons notre étude au cas du coaxial isolé soit au polyéthylène, soit au polyéthylène aéré, l'emploi de ce type d'isolement étant très général en raison de ses qualités électriques remarquables, permettant de négliger les courants de déplacement dans l'isolant.

On peut déterminer les divers paramètres permettant de définir γ et Z_c à partir des équations de Maxwell.

On pose : E et H, intensité des champs électriques et magnétiques en un point de coordonnées ρ, φ, z , qui seront exprimées en volts/centimètre et en ampères/centimètre ; g conductance intrinsèque en mhos/centimètre ; μ inductance intrinsèque en henrys/centimètre ; ϵ permittivité. En utilisant un système de coordonnées conforme à la figure, on peut écrire les équations de Maxwell suivantes, en coordonnées polaires :

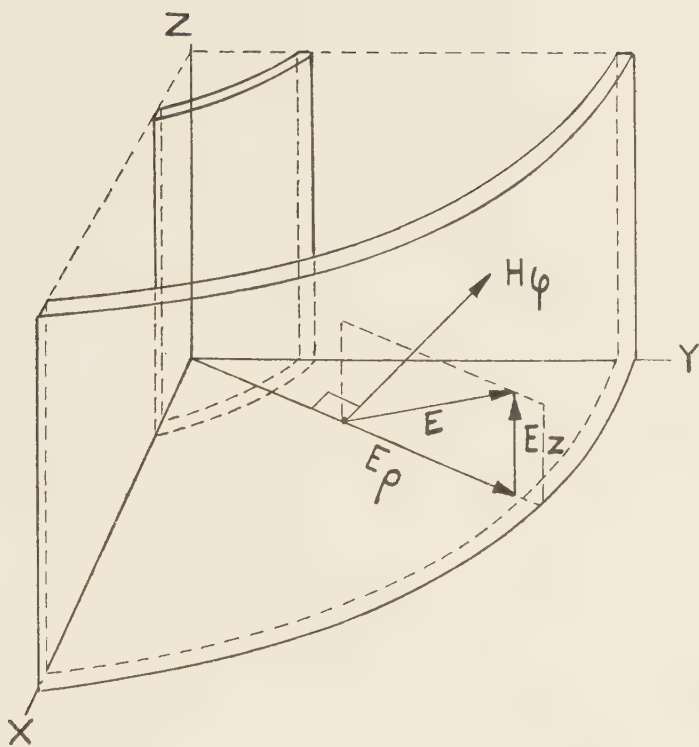


Fig. 3

$$\frac{1}{\varrho} \left[\frac{\partial (\varrho H_{\varphi})}{\partial \varrho} - \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right] = (g + j\omega\epsilon) E_z \quad 6.1$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} = (g + j\omega\epsilon) E_{\varrho} \quad 6.2$$

$$\frac{\partial E_{\varrho}}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \varrho} = -j\omega\mu H_{\varphi} \quad 6.3$$

Dans le cas particulier où nous appliquons ces formules à un câble coaxial dont le conducteur central serait porté par l'axe des Z, la symétrie circulaire entraîne l'annulation des dérivées partielles par rapport à φ .

Le système devient donc :

$$\frac{\partial (\varrho H_{\varphi})}{\partial \varrho} = (g + j\omega\epsilon) \varrho E_z \quad (7.1)$$

$$-\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} = (g + j\omega\epsilon) E_{\varrho} \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial E_{\varrho}}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \varrho} = -j\omega\mu H_{\varphi} \quad (7.3)$$

On peut récrire (7.1) et (7.2) :

$$E_z = \frac{1}{(g + j\omega\epsilon) \varrho} \cdot \frac{\partial (\varrho H_{\varphi})}{\partial \varrho} \quad (8)$$

$$E_{\varrho} = \frac{-1}{g + j\omega\epsilon} \cdot \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} \quad (9)$$

et substituer dans (7.3) :

$$\frac{\partial}{\partial \varrho} \left[\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial (\varrho H_{\varphi})}{\partial \varrho} \right] + \frac{\partial^2 H_{\varphi}}{\partial z^2} = \sigma^2 H_{\varphi} \quad (10)$$

avec :

$$\sigma^2 = j\omega\mu (g + j\omega\epsilon) \quad (11)$$

Nous pourrions mieux faire apparaître un effet de propagation suivant l'axe Z en remplaçant dans le groupe (7) les fonctions E_{ϱ} , E_z , H_{φ} par $E_{\varrho} \cdot e^{-\gamma z}$, $E_z \cdot e^{-\gamma z}$, $H_{\varphi} \cdot e^{-\gamma z}$, γ étant une constante de propagation longitudinale équivalente à γ que nous avons définie en 3.2.

En effectuant, nous obtenons :

$$E_{\varrho} = \frac{\gamma}{g + j\omega\epsilon} H_{\varphi} \quad (12.1)$$

$$j\omega\mu H_{\varphi} = \frac{d E_z}{d \varrho} + \gamma E_{\varrho} \quad (12.2)$$

$$\frac{d(\varrho H_{\varphi})}{d\varrho} = (g + j\omega\epsilon) \varrho E_z \quad (12.3)$$

Nous pouvons remarquer que la conductivité du métal (cuivre) étant très grande et celle de l'isolant quasi nulle, les lignes de force de H_{φ} seront concentriques et H_{φ} indépendant de φ .

H_{φ} étant égal au travail nécessaire pour faire décrire une fois le contour fermé par une masse magnétique unité et égal au courant total à travers cette surface multiplié par le contour, nous pouvons écrire :

$$\int_s H ds = I \quad (13)$$

soit :

$$H_{\varphi} = \frac{I}{2\pi\varrho} \quad (14)$$

Nous pouvons donc écrire à nouveau (12.1) :

$$E_z = \frac{\gamma I}{2\pi(g + j\omega\epsilon)\varrho} \quad (15)$$

que nous substituons dans (12.2) :

$$\frac{dE_z}{d\varrho} = \left[j\omega\mu - \frac{\gamma^2}{g + j\omega\epsilon} \right] \cdot \frac{I}{2\pi\varrho} \quad (16)$$

μ étant ici la perméabilité du diélectrique. En appelant b le rayon intérieur de l'isolant, nous obtenons :

$$E_z = \frac{1}{2\pi} \left[j\omega\mu - \frac{\gamma^2}{g + j\omega\epsilon} \right] I \log \frac{\varrho}{b} + K \quad (17)$$

Si nous intégrons (15) entre b et le rayon extérieur de l'isolant a , nous obtiendrons la tension entre les deux conducteurs :

$$V = \int_b^a E_z d\varrho = \frac{\gamma I}{2\pi(g + j\omega\epsilon)} \int_b^a \frac{d\varrho}{\varrho} = \frac{\gamma I \log \frac{a}{b}}{2\pi(g + j\omega\epsilon)} \quad (18)$$

Le courant transversal total est $I_q = 2 \pi q (g + j\omega\epsilon) E_q$, soit, si nous remplaçons E_q par sa valeur de (15):

$$I_q = \gamma I \quad (19)$$

et nous avons :

$$V = \frac{\log \frac{a}{b}}{2 \pi (g + j\omega\epsilon)} \cdot I_q \quad (20)$$

L'admittance radiale est donc :

$$\frac{I_q}{V} = \frac{2 \pi (g + j\omega\epsilon)}{\log \frac{a}{b}} \quad (21)$$

et peut être considérée comme étant la somme d'une susceptance :

$$C\omega = \frac{2 \pi \omega\epsilon}{\log \frac{a}{b}} \quad (22)$$

et d'une conductance :

$$G = \frac{2 \pi g}{\log \frac{a}{b}} \quad (23)$$

Nous pouvons calculer l'inductance de la paire en disant qu'elle est composée de 2 termes, le flux intérieur, compris entre les deux conducteurs, et le flux extérieur. Nous pouvons négliger ce deuxième flux comme étant très petit par rapport au premier puisqu'il a pour cause les champs des deux conducteurs qui, extérieurement à la paire, se retranchent l'un de l'autre. D'après (14):

$$L = \frac{\mu \int_b^a H_\varphi d\varphi}{I} = \frac{\mu}{2 \pi} \log \frac{a}{b} \quad (24)$$

Les relations entre le champ électrique et le courant étant linéaires, nous pouvons définir des impédances de surface des conducteurs :

$$Z_b = \frac{E_z(b)}{I} \quad (25)$$

$$Z_a = \frac{-E_z(a)}{I} \quad (26)$$

Nous pouvons obtenir successivement Z_b et Z_a en posant ϱ égal aux rayons b et a successivement dans l'équation (17).

Nous obtenons :

$$K = Z_b \cdot I \quad (27)$$

et :

$$\frac{I}{2\pi} \left[j\omega\mu - \frac{\gamma^2}{g + j\omega\epsilon} \right] I \log \frac{a}{b} + K = -Z_a I \quad (28)$$

soit en remplaçant K par sa valeur et : $\frac{\mu}{2\pi} \log \frac{a}{b}$ par L :

$$\frac{\gamma^2}{2\pi(g + j\omega\epsilon)} \log \frac{a}{b} = Z_a + Z_b + j\omega L \quad (29)$$

D'après la définition que nous avons eue de l'exposant de propagation (2) :

$$\gamma = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}$$

et, en remplaçant Z_2 par sa valeur (21), nous obtenons :

$$Z_1 = Z_a + Z_b + j\omega L \quad (30)$$

ce qui montre que l'impédance série est constituée par deux impédances de surface et l'impédance de self en série.

Nous allons calculer Z_a et Z_b .

Si nous reprenons l'équation (10) et que nous supposons les courants de conduction et de déplacement très faibles, ce qui est

toujours le cas avec les isolants modernes, la dérivée $\frac{\partial^2 H_{\varphi}}{\partial z^2}$ pourra être considérée comme nulle.

$$\frac{d}{d \varrho} \left[\frac{1}{\varrho} \frac{d (\varrho H_{\varphi})}{d \varrho} \right] = \sigma^2 \cdot H_{\varphi} \quad (31)$$

pour $\sigma^2 = j\omega\mu (g + j\omega\epsilon)$

Dans les métaux, g est beaucoup plus grand que $j\omega\epsilon$. On prendra donc :

$$\sigma^2 = jg\omega\mu \quad (32)$$

L'équation (31) est l'équation de Bessel. Sa solution est de la forme :

$$H_{\varphi} = A \cdot I_1(\sigma\varrho) + BK_1(\sigma\varrho) \quad (33)$$

Pour les petites valeurs de $\sigma\varrho$ nous pouvons écrire en posant $\sigma\varrho = u$:

$$K_1(\sigma\varrho) \cong \frac{1}{u} + \frac{u}{2} \log \frac{u}{2} \quad (34)$$

$$I_1(\sigma\varrho) \cong \frac{u}{2} + \frac{u^3}{16} \quad (35)$$

K_1 tend à devenir infini lorsque $\varrho \rightarrow 0$

Comme nous savons que le champ ne peut devenir infini, ceci entraîne que $B = 0$, et il nous reste :

$$H_{\varphi} = A I_1(\sigma\varrho) \quad (36)$$

Comme à la surface du conducteur $H_{\varphi} = \frac{I}{2\pi b}$ nous avons :

$$A = \frac{I}{2\pi b I_1(\sigma\varrho)} \quad (37)$$

L'équation de 12.3 devient :

$$E_z = \frac{1}{\varrho (g + j\omega\epsilon)} \frac{d (\varrho H_{\varphi})}{d \varrho} \quad (38)$$

D'après les règles de différenciation des fonctions de Bessel modifiées d'ordre n ci-après :

$$\frac{d(x^n I_n)}{dx} = x^n I_{n-1} \quad (39)$$

$$\frac{d(x^n K_n)}{dx} = -x^n K_{n-1} \quad (40)$$

on peut écrire :

$$E_z = \eta [A I_0(\sigma b) - B K_0(\sigma b)] \quad (41)$$

avec $B = 0$ pour les mêmes raisons que précédemment. Nous avons donc :

$$E_z = \eta A I_0(\sigma b) \quad (42)$$

avec :

$$\eta = \frac{\sigma}{g} = \frac{j\omega\mu}{\sigma} \quad (43)$$

et à la surface du conducteur, en tenant compte de (37) :

$$E_z(b) = \eta I_0(\sigma b) \quad (44)$$

et :

$$Z_b = \frac{E_z(b)}{I} = \frac{\eta I_0(\sigma b)}{2\pi b I_1(\sigma b)} \quad (45)$$

Pour des valeurs suffisantes de l'argument, nous obtenons :

$$Z_b = \frac{\eta}{2\pi b} = \frac{1}{2b} \sqrt{\frac{\mu f}{\pi g}} (1 + j) \quad (46)$$

ce qui fait apparaître une résistance et une réactance égales entre elles :

$$R_b = \omega L_b = \frac{1}{2b} \sqrt{\frac{\mu f}{\pi g}} \quad (47)$$

Nous aurons de même :

$$R_a = \omega L_a = \frac{1}{2a} \sqrt{\frac{\mu f}{\pi g}} \quad (48)$$

et nous pourrons donc définir au moyen des expressions 21 et 30 les valeurs de l'impédance caractéristique (1) et de la constante de propagation (2) en fonction des caractéristiques du câbles.

3.4 - Détermination de l'impédance caractéristique

L'impédance caractéristique est d'après (1) :

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2}$$

Z_1 est composé de l'inductance intérieure L et de l'impédance de surface que nous désignerons provisoirement par Z_s .

Si nous négligeons G , Z_2 est défini par $\frac{1}{jC\omega}$

soit :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C} + \frac{Z_s}{jC\omega}} \quad (49)$$

mais on peut écrire :

$$\frac{L}{C} + \frac{Z_s}{jC\omega} = \left(\sqrt{\frac{L}{C}} + \frac{Z_s}{2j\omega\sqrt{LC}} \right)^2 + \frac{Z_s^2}{4LC\omega^2} \quad (50)$$

On pourra, sauf aux très basses fréquences, négliger le deuxième terme du second membre, d'où :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C} + \frac{Z_s}{2j\omega\sqrt{LC}}} \quad (51)$$

soit en remplaçant Z_s par sa valeur :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C} + \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \sqrt{\frac{\mu}{2g}} \cdot \frac{1}{4\pi\sqrt{LC\omega}} \cdot (1 - j)} \quad (52)$$

L'impédance caractéristique est donc composée d'un terme réel pur correspondant à la valeur de Z_c aux fréquences infinies et d'une quantité complexe à parties réelle et imaginaire égales.

Les équilibres auxquels il a été fait allusion en 2.2 pourront être construits à partir de ces formules [17].

3.5 - Détermination de l'exposant de propagation

Nous avons :

$$\gamma = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}$$

Nous avons vu que Z_1 était constitué par l'inductance intérieure du câble et l'impédance de surface Z_s .

$$Z_1 = jL\omega + Z_s \quad (53)$$

Si G est négligeable, nous avons :

$$Z_2 = \frac{1}{jC\omega} \quad (54)$$

et :

$$\gamma = \sqrt{(jL\omega + Z_s) jC\omega}$$

soit :

$$\gamma = \sqrt{jZ_sC\omega - LC\omega^2} \quad (55)$$

On peut écrire :

$$jZ_sC\omega - LC\omega^2 = (j\omega\sqrt{LC} + \frac{Z_s}{2}\sqrt{\frac{C}{L}})^2 - (\frac{Z_s}{2}\sqrt{\frac{C}{L}})^2 \quad (56)$$

On peut négliger le terme du second membre devant le premier (ce qui est valable avec une erreur inférieure à 2 % dans les applications concernées par cette étude). On aura :

$$\gamma \cong j\omega\sqrt{LC} + \frac{Z_s}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} \quad (57)$$

soit en remplaçant Z_s par sa valeur tirée de (47, 48) :

$$\gamma \cong k \sqrt{\omega} \sqrt{\frac{C}{L}} (1 + j) + j\omega \sqrt{LC} \quad (58)$$

en posant :

$$k = \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{a} \right) \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{2g}} \quad (59)$$

Nous pourrions mettre γ sous la forme :

$$\gamma = \alpha + j(\beta_0 + \Delta\beta) \quad (60)$$

Pour un câble parfait dans lequel le signal ne subirait aucun affaiblissement et où toutes les fréquences se propageraient à la même vitesse, on aurait :

$$V = \frac{\omega}{\beta_0} \quad (61)$$

et :

$$\gamma_0 = j\beta_0 \quad (62)$$

Les distorsions de propagation sont donc définies par :

$$\gamma' = \gamma - \gamma_0 \quad (63)$$

soit :

$$\begin{aligned} \gamma' = \alpha + j\Delta\beta &= k \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot \sqrt{\omega} (1 + j) \\ \gamma' &= k \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot \sqrt{2j\omega} \end{aligned} \quad (64)$$

Elles se traduisent par un affaiblissement de l'amplitude du signal dû à α et à un allongement de sa durée causé par l'effet dispersif de $\Delta\beta$ sur ses composantes spectrales.

On voit la nécessité d'effectuer une correction amplitude-phase.

4 - CORRECTION AMPLITUDE-PHASE

4.1 - Cette correction peut être effectuée soit de façon dynamique, c'est-à-dire en la rendant à chaque instant dépendante du temps de parcours dans le câble du signal et des échos, soit par longueurs finies. Elle ne sera alors effectuée de façon exacte qu'au début de la longueur considérée. Cette longueur sera déterminée de manière qu'on puisse négliger l'écart de distorsion de propagation par rapport à la distorsion corrigée.

La correction amplitude-phase consistera à compenser l'affaiblissement $e^{-2\alpha l}$ subi par un signal d'écho (le coefficient 2 exprime le parcours aller du signal d'essai et retour de l'écho) par une amplification de $e^{+2\alpha l}$.

On connaît le théorème de Bode relatif aux circuits à déphasage minimum.

D'après ce théorème, une correction gain-fréquence entraîne automatiquement la correction phase-fréquence.

Nous mettrons à profit cette remarque en étudiant les systèmes de correction amplitude-phase. Nous emploierons des réseaux R.C pour lesquels ce théorème est valable.

4.2 - Correction dynamique

4.2.1 - Plan

Nous étudierons un procédé permettant d'obtenir une courbe prédéterminée, en l'occurrence la courbe inverse de l'affaiblissement en fonction de la fréquence pour la longueur maximum de câble envisagée, puis le moyen, à partir d'une modulation, d'obtenir toute la famille de courbes de réponses en fonction du temps.

4.2.2 - Amplificateur

Ce type de correcteur est caractérisé par le fait que la réponse à donner à la correction $e^{2\alpha l} = e^{\frac{\alpha v t}{2}}$ est liée par un système de modulation.

Les caractéristiques de gain/fréquence du correcteur amplitude-phase réalisent à chaque instant la valeur $e^{2\alpha l}$ correspondant à l'inverse de l'affaiblissement subi par l'écho arrivant au moment considéré.

L'amplificateur est réalisé par un certain nombre d'étages comportant des tubes à contre-réaction complexe de cathode.

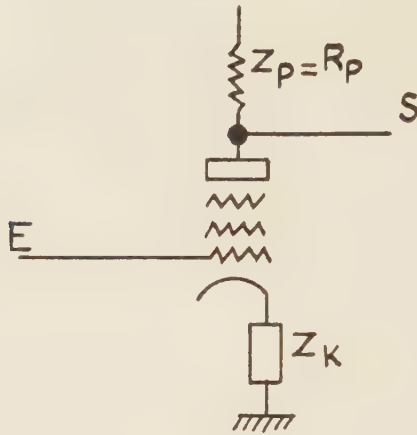


Fig. 4

Si on appelle S la pente du tube, son gain sera défini par :

$$A = \frac{SZ_p}{1 + SZ_k} \quad (1)$$

Si Z_p est constitué par une résistance pure R_p et Z_k par une résistance R_k et une capacité C en parallèle, nous aurons :

$$A = \frac{S R_p (1 + j R_k C \omega)}{1 + S R_k + j R_k C \omega} \quad (2)$$

ce gain sera fonction de ω et variera entre $\frac{S R_p}{1 + S R_k}$ et $S R_p$ lorsque ω

passera de 0 à ∞ , d'où un rapport maximal de $1 + S R_k$; on pourra aussi utilement définir une valeur $A_m = +3$ db au-dessus du gain minimum et une autre $A_M = -3$ db au-dessous du maximum.

Le module du gain étant :

$$M = S R_p \frac{\sqrt{1 + R_k^2 C^2 \omega^2}}{\sqrt{(1 + S R_k)^2 + R_k^2 C^2 \omega^2}} \quad (3)$$

nous aurons :

$$A_m = \frac{S R p \sqrt{1 + R k^2 C^2 \omega^2}}{\sqrt{(1 + S R k)^2 + R k^2 C^2 \omega^2}} = \frac{S R p}{1 + S R k} \sqrt{2} \quad (4)$$

ce qui définit :

$$\omega_m = \frac{1 + S R k}{R k C \sqrt{(1 + S R k)^2 - 2}} \quad (5)$$

On voit que le point correspondant ne pourra exister que pour $S R k > 1$.

De même, on peut établir :

$$A_M = \frac{S R p}{\sqrt{2}} = \frac{S R p \sqrt{1 + R k^2 C^2 \omega^2}}{\sqrt{(1 + S R k)^2 + R k^2 C^2 \omega^2}} \quad (6)$$

d'où on tire :

$$\omega_M = \frac{\sqrt{(1 + S R k)^2 - 2}}{R k C} \quad (7)$$

Le rapport des fréquences étant de :

$$\frac{\omega_M}{\omega_m} = \frac{(1 + S R k)^2 - 2}{1 + S R k} \quad (8)$$

Ces expressions se simplifient pour $S R k \gg 1$:

$$\omega_m \cong \frac{1}{R k C} \quad (9)$$

$$\omega_M \cong \frac{S}{C} \quad (10)$$

et :

$$\frac{\omega_M}{\omega_m} \cong S R k \quad (11)$$

Le rapport des gains $\frac{A_M}{A_m}$ étant alors égal à :

$$\frac{SRk}{2} \quad (12)$$

Le gain tendra à varier de 6 db par octave, soit de 0,69 népers par octave, dans l'intervalle ω_m, ω_M .

En s'aidant de ces formules et en prenant le logarithme népérien des gains, on reconstituera la courbe de l'exposant $2\alpha l$ en fonction de ω pour la valeur de l correspondant à la portée maximale choisie pour la correction, segment de courbe par segment de courbe, chaque segment correspondant à un ou plusieurs étages suivant les besoins.

4.2.3 - Modulation

La variation de C entraîne celle du facteur $RkC\omega$. La courbe de correction gain-fréquence en coordonnée logarithmique se déplacera par translation lorsqu'on fera varier C . On obtiendra une famille de courbes. A chacune de ces courbes correspondra une valeur de αl déterminée, l étant la distance à l'origine du câble des points d'écho.

Ceci peut être réalisé en modulant des tubes de réactances constituant les capacités C .

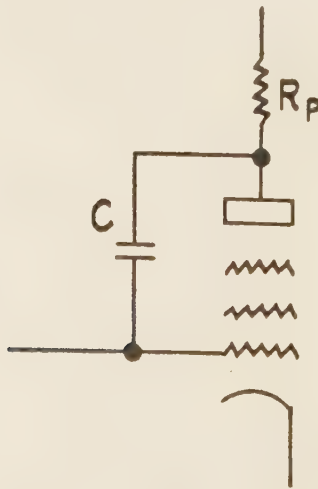


Fig. 5

Le calcul d'un tel étage fait apparaître en parallèle sur l'impédance constituée par R_p et C en série (on considère la résistance interne du tube très grande par rapport à R_p) une capacité apparente :

$$C_a = C \cdot S R_p \quad (13)$$

en série avec une résistance :

$$R_a = \frac{1}{S} \quad (14)$$

Si on choisit un tube à grande pente de façon à avoir pour toutes les valeurs de ω :

$$\frac{1}{C_a \omega} \gg \frac{1}{S} \text{ on pourra négliger } R_a.$$

La modulation pourra s'effectuer en faisant varier S à l'aide d'un signal périodique de forme appropriée, synchronisé avec l'impulsion d'exploration.

4.2.4 - Limitations dans le fonctionnement de ce type de circuit

Dans l'étage amplificateur à contre réaction de cathode, nous avons supposé que R_p était une résistance pure. Dans la pratique, on est gêné, en haute fréquence, par la présence de capacités parasites parallèles dues aussi bien au tube qu'au câblage.

De même, nous avons supposé que nous pouvions faire varier la capacité de cathode à volonté. Ceci n'est pas exact, du fait des capacités résiduelles parasites de grille et surtout parce que la charge de l'étage de réactance comporte aussi des capacités parasites.

Si on appelle C_p ces capacités, nous avons :

$$R_a = \frac{1}{S} \left(1 + \frac{C_p}{C} \right) \quad (15)$$

de même, si le tube de réactance comporte sous une forme ou sous une autre (à cause, par exemple, du circuit de modulation) une résistance R_k en contre réaction dans la cathode, on obtient :

$$Ca = SRpC \cdot \frac{1}{1 + SRk} \quad (16)$$

et :

$$Ra = \frac{1}{S} + Rk \quad (17)$$

Ceci conduit à une limitation de l'efficacité du circuit qui interdit des corrections exactes au delà de quelques mégahertz.

4.3 - Correction « par longueurs »

4.3.1 - Plan

Suivant ce procédé, on reconstitue les valeurs de l'exposant $2\alpha l$ pour un tronçon court.

Il est avantageux de constituer cette correction uniquement à l'aide de réseaux passifs, plus simples et plus sûrs que des réseaux comportant des éléments actifs.

On peut constituer un réseau fixe d'affaiblissement F apportant à un coefficient constant près K (indépendant de la fréquence) la correction pour la longueur maximale, et mettre en série avec ce réseau un nombre variable de cellules constituant une « ligne variable » apportant un affaiblissement V équivalent aux différentes longueurs de câbles à corriger, de façon à avoir :

$$K + F + V = 2\alpha l \quad (18)$$

Nous étudierons successivement les moyens de réaliser les réseaux F et V .

4.3.2 - Réseau fixe

Il est souhaitable de constituer ce réseau sous une forme simple à partir de résistances et de capacités. L'emploi d'inductances, quoique possible, comporte toujours des difficultés de réalisation à cause des éléments parasites qui leur sont inhérents (résistance de pertes : ohmique, par courants de Foucault effet pelliculaire ; capacité parasite ; hystérésis).

Nous les avons donc éliminées par principe. Notre cellule de base est la suivante :

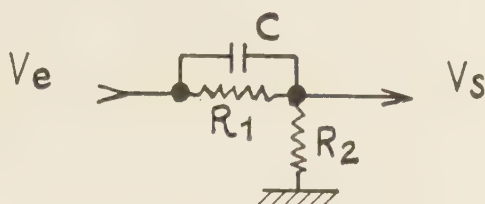


Fig. 6

Nous aurons, en appelant V_e la tension d'entrée et V_s la tension de sortie supposée débiter sur une impédance infinie :

$$\frac{V_e}{V_s} = \frac{R_1 + R_2 (jR_1 C\omega + 1)}{R_2 (jR_1 C\omega + 1)} = b = \frac{1}{Y} \quad (19)$$

et, en ne tenant compte que des modules :

$$b^2 = \frac{(R_1 + R_2)^2 + (R_1 R_2 C\omega)^2}{R_2^2 + (R_1 R_2 C\omega)^2} \quad (20)$$

et :

$$Y^2 = \frac{1 + (R_1 C\omega)^2}{\left(\frac{R_1 + R_2}{R_2} \right)^2 + (R_1 C\omega)^2} \quad (21)$$

Si on pose :

$$\frac{R_1 + R_2}{R_2} = m \quad (22)$$

$$R_1 C\omega = x \quad (23)$$

on obtient :

$$Y^2 = \frac{1 + x^2}{m^2 + x^2} \quad Y = \sqrt{\frac{1 + x^2}{m^2 + x^2}} \quad (24)$$

Cette fonction est définie et continue pour toutes les valeurs de $x > 0$

Pour $x = 0, (\omega = 0),$

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{m} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (25)$$

pour $x \rightarrow \infty (\omega = \infty), Y = \frac{1}{b} \rightarrow 1$

On peut calculer la dérivée :

$$Y' = \frac{(m^2 - 1) x}{(m^2 + x^2)^{3/2} (1 + x^2)^{1/2}} \quad (26)$$

et le point d'inflexion :

$$Y'' = \frac{(m^2 - 1) (m^2 + x^2)^{1/2} (1 + x^2)^{1/2} \left[(m^2 + x^2) - x^2 \left[3 + \frac{(m^2 + x^2)}{(1 + x^2)} \right] \right]}{D^2} \quad (27)$$

qui s'annule pour :

$$(m^2 + x^2) (1 + x^2) - x^2 [3 (1 + x^2) + (m^2 + x^2)] = 0 \quad (28)$$

soit :

$$3x^4 + 2x^2 - m^2 = 0$$

dont la racine sera :

$$x_{o2} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 3m^2}}{3} \quad (29)$$

Pour $3m^2 \gg 1$

$$x_{o2} \cong \frac{-1 + m\sqrt{3}}{3} \cong \frac{m}{\sqrt{3}} \quad (30)$$

Calculons la pente de la tangente au point d'inflexion, dans le cas général. Si on pose :

$$\sqrt{1 + 3m^2} = Z$$

nous avons :

$$x^2 = \frac{Z-1}{3} \quad (31)$$

$$m^2 = \frac{Z^2-1}{3}$$

et par suite :

$$Y' = \sqrt{\frac{3(Z-2)(Z-1)(Z^2-4)}{(Z^2-2+Z)^3}} \quad (32)$$

Calculons quelle pente maximale nous pouvons obtenir avec une seule cellule. Nous avons pour :

$$\begin{aligned} 3m^2 &>> 1 \\ Z &>> 2 \end{aligned}$$

et :

$$Y'_0 \simeq \frac{\sqrt{3}}{Z} \simeq \frac{1}{m} \quad (33)$$

de même nous avons pour x_0 :

$$Y_0 = \sqrt{\frac{1 + \frac{m}{\sqrt{3}}}{m^2 + \frac{m}{\sqrt{3}}}} \simeq \frac{1}{\sqrt{m\sqrt{3} + 1}} \simeq \frac{1}{\sqrt{m\sqrt{3}}} \quad (34)$$

Si nous considérons un petit écart dx autour du point d'abscisse x_0 , nous pourrons écrire :

$$\frac{dY}{Y_0} = \frac{Y'_0 dx}{Y_0} = \frac{\sqrt{m\sqrt{3}}}{m} dx = \sqrt{\frac{\sqrt{3}}{m}} dx \quad (35)$$

soit :

$$\frac{dY}{Y_0} = \frac{dx}{x_0} \quad (36)$$

Les variations relatives sont égales, ce qui peut s'exprimer sous forme logarithmique en disant que la pente des Y sera de 6 db par octave.

On tracera d'abord la courbe correspondant à l'exposant $e^{2\alpha l}$ pour la longueur maximale, puis on s'efforcera d'obtenir à l'aide d'une ou plusieurs cellules une pente correspondant à celle du sommet de la courbe (ω maximum) en prenant les pentes des cellules à leur point d'inflexion. On tracera ensuite les segments de courbes correspondant à ces cellules, puis on déterminera les cellules correspondant aux parties inférieures de la courbe (ω minimum).

On pourra monter les différentes cellules en série en les choisissant à impédance croissante, c'est-à-dire en déterminant la 2^e cellule à partir de la cellule précédente, correspondant aux fréquences les plus basses, de façon que son impédance soit toujours grande devant l'impédance de sortie de la première, de même pour la 3^e vis-à-vis de la 2^e et ainsi de proche en proche.

4.3.3. - Détermination de la ligne variable

On utilise une ligne R-C à cellules en L, les capacités étant en shunt.

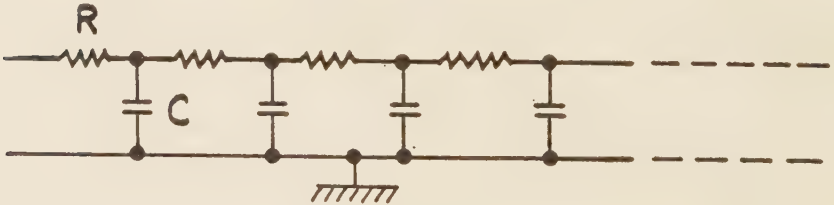


Fig. 7

On peut calculer l'impédance caractéristique :

$$Z_c = \frac{R}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4j}{RC\omega}} \right) \quad (37)$$

Si on se limite aux valeurs de $RC\omega$ très faibles $\omega << \frac{4}{RC}$, on a :

$$Z_c \approx \sqrt{\frac{jR}{C\omega}} \quad (38)$$

De même, on peut calculer l'affaiblissement $\frac{V_e}{V_s}$ d'une cellule terminée sur son impédance caractéristique.

On trouve :

$$a = 1 + j \frac{RC \omega}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4j}{RC \omega}} \right) \quad (39)$$

Dans les mêmes conditions que précédemment, pour $\omega \ll \frac{4}{RC}$, on

$$a : \quad a = 1 + \sqrt{jRC \omega} \quad (40)$$

On reconnaît là le développement en série limité aux deux premiers termes de :

$$e^{\sqrt{jRC \omega}} \quad (41)$$

Si on a n cellules, l'affaiblissement complexe sera :

$$e^{n\sqrt{jRC \omega}} \quad \text{et} \quad \frac{V_s}{V_e} = e^{-n\sqrt{jRC \omega}} \quad (42)$$

Cet affaiblissement est de même forme que celui du câble coaxial (3.5. 64). Sa partie réelle aura pour valeur :

$$e^{-n} \sqrt{\frac{RC \omega}{2}} \quad (43)$$

L'erreur relative due à l'approximation précédente est inférieure à :

$$\frac{n (RC \omega)}{2} \quad (44)$$

La correction d'affaiblissement en fonction de la fréquence sera effectuée lorsque :

$$\frac{n \sqrt{RC \omega}}{\sqrt{2}} = 2 \alpha 1$$

On déterminera le nombre de cellules élémentaires n de façon que
l'erreur $\frac{n (RC \omega)}{2}$ soit inférieure à une valeur désirée.

5 - TRANSPOSITION

5.1 - Principe

La transposition consiste à transformer le signal à examiner en un signal de même forme mais avec un changement d'échelle des temps.

Le principe du dispositif est le suivant : un amplificateur normalement bloqué reçoit sur son entrée le signal à transposer. A chaque cycle du signal l'amplification est libérée pendant un temps τ très court, le déblocage étant décalé d'un retard Θ d'un cycle à l'autre.

Les signaux élémentaires obtenus à la sortie de l'amplificateur sont intégrés afin de transformer cette suite de valeurs discrètes en une courbe continue.

Nous poserons les équations générales caractérisant ces opérations, nous rechercherons la fréquence de répétition du signal transposé, nous montrerons que le spectre de fréquence du nouveau signal est lié par un coefficient constant à celui du signal original et nous discuterons les valeurs à donner aux paramètres intervenant dans la transposition pour obtenir une déformation limitée du signal.

Nous montrerons rapidement que la transposition apporte une amélioration du rapport signal/bruit.

5.2 - Etude théorique de la transposition

Posons :

T_1 = période du signal d'écho

f_1 = fréquence de répétition du signal d'écho

T_2 = période du signal de déblocage
avec $T_2 = T_1 + \Theta$

f_2 = fréquence de répétition du signal de déblocage

T_3 = période du signal transposé

f_3 = fréquence de répétition du signal transposé

τ = durée de l'impulsion de déblocage supposée rectangulaire

$f(t)$ = signal d'écho

$G(t)$ = signal à la sortie de l'amplificateur bloqué

Si l'amplificateur est débloquent du temps t_0 au temps $t_0 + \tau$, la valeur moyenne du signal de sortie sera, à un coefficient près, pendant cet intervalle de temps :

$$\frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} f(t) dt \quad (1)$$

En adoptant la notation habituelle $\gamma(t)$ pour désigner un signal échelon unité, on peut généraliser et écrire à un coefficient près :

$$\begin{aligned} G(t) = & \frac{1}{\tau} \left[\left[\gamma(t_0) - \gamma(t_0 + \tau) \right] \int_{t_0}^{t_0 + \tau} f(t) dt \right. \\ & + \left[\gamma(t_0 + T_1 + \Theta) - \gamma(t_0 + T_1 + \Theta + \tau) \right] \int_{t_0 + T_1 + \Theta}^{t_0 + T_1 + \Theta + \tau} f(t) dt + \dots \\ & \left. + \left[\gamma(t_0 + m(T_1 + \Theta)) - \gamma(t_0 + m(T_1 + \Theta) + \tau) \right] \int_{t_0 + m(T_1 + \Theta)}^{t_0 + m(T_1 + \Theta) + \tau} f(t) dt \right] \end{aligned} \quad (2)$$

La fonction $f(t)$ étant périodique de période T_1 définie et continue, on voit qu'à chaque cycle on obtiendra une tension élémentaire de durée τ dont les valeurs successives seront d'autant plus voisines que Θ sera plus réduit.

Si on suppose Θ très petit, de même que τ , on peut effectuer une moyenne par une intégration de constante de temps $\mu = n(T_1 + \Theta)$.

Nous obtiendrons ainsi une nouvelle fonction $\omega(t)$ continue et périodique homologue à $f(t)$ à un coefficient d'amplitude et à un changement d'échelle des temps près.

$$F(t) = \frac{C}{n(T_1 + \Theta)} \int_t^{t + n(T_1 + \Theta)} G(t) dt \quad (3)$$

Nous allons déterminer la période de cette nouvelle fonction.

Il faut un temps $T_1 + \Theta = T_2$ pour obtenir un nouveau point de la courbe $f(t)$.

Cette courbe sera décrite par $\frac{T_1}{\Theta}$ points.

Le temps nécessaire pour une exploration complète sera donc :

$$T_3 = (T_1 + \Theta) \cdot \frac{T_1}{\Theta} = \frac{T_1^2}{\Theta} + T_1 = \frac{T_2 T_1}{\Theta} \quad (4)$$

La courbe transposée aura donc une nouvelle fréquence de répétition :

$$f_3 = \frac{f_1^2 \Theta}{1 + \Theta f_1} = f_1 - f_2 \quad (5)$$

avec :

$$f_2 = \frac{f_1}{1 + \Theta f_1} \quad (6)$$

Puisque $F(t)$ a la même forme que $f(t)$, sa décomposition en série de Fourier aura aussi les mêmes coefficients. Par contre l'échelle des temps étant différente, les différentes fréquences du spectre seront divisées par un coefficient K :

$$K = \frac{f_1}{f_1 - f_2} = \frac{T_2}{T_2 - T_1} \quad (7)$$

5.3 - Détermination de $n \Theta$

Si nous reprenons (3), nous pouvons voir que cette fonction est constamment définie par la moyenne de n valeurs successives de $G(t)$.

La définition sera d'autant meilleure :

- a) que les valeurs décrites successives seront plus rapprochées (Θ petit);
- b) que τ sera plus court.

Supposons d'abord que τ soit très court et étudions comment se comporte $F(t)$ en fonction de la valeur de $\mu = n (T_1 + \Theta)$.

Nous remarquons d'abord que $f(t)$ étant périodique de période T_1 , nous sommes ramenés à étudier la variation de $f(t)$ pendant un inter-

valle de temps $n \Theta$, $n \Theta$ correspondant à la constante de temps de l'intégration ramené à l'échelle des temps de $f(t)$, ($n \Theta = \frac{\mu}{K}$).

5.4 - Détermination de l'écho de durée minimale

Nous allons étudier quelle sera la forme de l'écho le plus court qu'on puisse obtenir sur un câble avec une impulsion en cosinusoïde surélevée de durée T .

Ceci étant connu, nous pourrions déterminer les valeurs à donner à μ et τ afin de reproduire ce signal avec une précision définie.

Pour cela, supposons qu'une impulsion en cosinusoïde surélevée de durée T (2.3.1.4) rencontre une augmentation d'impédance infiniment rapide de valeur unité, cette impédance revenant brusquement à sa valeur normale au bout d'un temps de propagation α de l'impulsion dans le câble.

Suivant 2.2, si la transformée de l'impédance $f(z)$ est :

$$f(p) = \frac{1}{p} (1 - e^{-\alpha p}) \quad (7)$$

La transformée $R(p)$ de la réponse $R(t)$ sera :

$$R(p) = \frac{\alpha^2 (1 - e^{-pT})}{p (p^2 + \alpha^2)} \cdot (1 - e^{-\alpha p}) \quad (8)$$

Si nous rendons α très petit, nous pourrions remplacer $1 - e^{-\alpha p}$ par son développement en série, limité à ses deux premiers termes et (8) deviendra :

$$R(p) = \frac{\alpha^2 (1 - e^{-pT})}{p (p^2 + \alpha^2)} \cdot \alpha p \quad (9)$$

ce qui signifie que l'écho sera proportionnel à la dérivée de la cosinusoïde surélevée.

Cette dérivée $W'(t)$ est :

$$\alpha \sin \alpha t \quad (10)$$

La pente de cette fonction $W'(t)$ est :

$$W''(t) = \alpha^2 \cos \alpha t$$

elle passe par un maximum :

$$W''(t) \text{ max.} = \alpha^2 = \frac{4 \pi^2}{T^2} \quad (11)$$

pour $\alpha t = \pi$, soit $t = \frac{T}{2}$

Pour un écart de temps $n\Theta$ petit, la fonction subira donc une variation maximale $\approx \frac{4 \pi^2}{T^2} \cdot n\Theta$

soit, en valeur relative, par rapport à sa valeur maximale :

$$\frac{\Delta(W)'}{(W)'} \approx \frac{2 \pi n\Theta}{T} \quad (12)$$

Nous pourrions donc ainsi choisir la constante de temps $n\Theta$ et par conséquent $\mu = n(\Theta + T_1)$ pour obtenir la précision désirée de reproduction.

5.5 - Détermination de τ

Examinons maintenant, dans le même esprit, l'influence de la durée τ de l'impulsion rectangulaire de déblocage.

Supposons que nous ayons un écho de la forme de l'impulsion en cosinusoïde surélevée de durée T commençant à un temps t_0 .

L'amplificateur de transposition commencera à fournir des signaux élémentaires dépendant de cette impulsion au temps $t_0 - \tau$. Il cessera au temps :

$$t_0 + (T + 2\tau) \frac{f_1}{f_1 - f_2}$$

alors qu'il n'aurait dû, dans le cas où $\tau \rightarrow 0$, ne fonctionner que pendant un temps :

$$\frac{T f_1}{f_1 - f_2}$$

D'où un accroissement relatif de durée :

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{2 \tau}{T} \quad (13)$$

On pourra donc choisir τ de façon à limiter à une valeur raisonnable cette distorsion.

Le choix de la valeur de Θ découle de l'examen de (2).

Afin d'obtenir des tensions élémentaires correspondant à toutes les valeurs de $f(t)$, on doit avoir :

$$\Theta \leq \tau$$

Mais il faut tenir compte que si l'on diminue trop Θ on augmente le temps nécessaire à la transposition.

5.6 - Formule pratique fondamentale

Nous pourrions résumer pratiquement ces diverses considérations en cherchant T_3 directement à partir de ces diverses formules.

Si nous nous imposons une valeur $\frac{\Delta W'}{W'} = b$, nous aurons :

$$b = \frac{2 \pi n \Theta}{T} \quad (14)$$

mais, d'après (4), nous avons :

$$T_3 \simeq \frac{T_1^2}{\Theta}$$

d'où :

$$\Theta = \frac{T_1^2}{T_3} \quad (15)$$

En portant (15) dans (14), nous obtenons :

$$T_3 = \frac{2 \pi T_1^2 n}{T b} \quad (16)$$

Pour que (3) ait un sens, il faut $n \geq 1$.

Si on pose $n = 1$, nous obtiendrons directement la valeur minimale possible de T_3 :

$$T_3 \text{ mini} = \frac{2 \pi T_1^2}{T b} \quad (17)$$

5.7 - Gain sur le rapport signal/souffle

Le dispositif de transposition apporte un gain sur le rapport signal/bruit.

En effet, si l'on reprend la formule (2), la somme de n termes successifs correspondant à une faible variation des $f(t)$ successifs autour de $f(t_0)$ dans un intervalle de temps que nous avons défini égal à $n(T_1 + \Theta)$ pourra s'écrire $\cong n f(t_0)$.

Par contre, si nous avons un bruit de fond aléatoire à l'entrée du dispositif, nous aurons, en sortie, la somme des fonctions aléatoires indépendantes, avec $x, x_1, x_2, \dots, x_n$, contributions du bruit de chacun des déblocages :

$$\sum_0^n x_1 + x_2 + \dots + x_n$$

dont la valeur quadratique moyenne sera, au gain près du dispositif, celle du bruit d'entrée divisé par $\sqrt{n}$, puisqu'il s'agit d'une somme de n variables aléatoires.

Le gain réalisé sur le rapport signal/bruit sera donc :

$$\frac{n}{\sqrt{n}} = \sqrt{n}$$

DEUXIEME PARTIE

APPLICATIONS PRATIQUES

PLAN

- 1 - Calcul d'un correcteur dynamique
- 2 - Calcul d'un correcteur « par longueurs »
- 3 - Transposition

1 - CALCUL D'UN CORRECTEUR DYNAMIQUE

(Voir chapitre 4.2)

1.1 - Problème

Le problème consiste à corriger 4,5 km de câble coaxial de type $2,6 \times 9,5$ pour une impulsion de 0,17 microseconde à mi-hauteur et de fréquence de répétition 5 kHz.

Nous admettrons que la durée T à la base de l'impulsion est 0,34 microseconde. Nous limiterons la correction exacte à une fréquence supérieure (fig. 2, première partie) :

$$f \text{ max.} = \frac{1}{T} = 3 \text{ MHz}$$

La courbe 1, fig. 1, traduit l'affaiblissement théorique aller-retour d'une telle longueur de câble en prenant α en racine carrée de la fréquence. La courbe 2 est l'affaiblissement mesuré. On voit que l'écart est inférieur à 1 db. Nous effectuerons la correction d'après la courbe 2.

1.2 - Amplificateur

A 3 MHz la pente de la courbe est supérieure à 12 db par octave.

Comme nous savons qu'on ne peut obtenir qu'une pente maximale de 6 db par octave par cellule pour $SR_k \gg 1$ (4.2.2), nous serons conduits à utiliser plusieurs cellules pour corriger cette partie de la courbe.

Afin d'éviter d'employer des valeurs de C trop faibles nous devons ne pas prendre une valeur de R_k trop grande. Nous choisirons :

$$1 + SR_k = 4 \text{ d'où } SR_k = 3$$

Afin d'avoir un gain de 1 pour $f = 0$, nous prendrons :

$$SR_p = 4 \text{ (4.2:2)}$$

La formule (3) de (4.2.2) peut s'écrire en posant :

$$x = Rk C\omega$$

$$M = 4 \sqrt{\frac{1 + x^2}{16 + x^2}}$$

La courbe 1, fig. 2, représente cette fonction.

La courbe 2 est afférente à 4 étages identiques.

Si nous superposons la courbe 2 de la fig. 2 à la courbe 2 de la fig. 1, nous voyons que nous atteindrons une superposition des tangentes pour une valeur de $x = 1$ correspondant à 2 MHz.

d'où :

$$Rk C = \frac{1}{4 \pi 10^6}$$

La courbe 3, fig. 1, exprime la correction restant à effectuer après mise en place de ces 4 étages.

En utilisant la courbe 1 de la fig. 2, on a sensiblement une superposition des tangentes pour $x = 2$ à 500 kHz, d'où pour cet étage :

SRk = 3, SRp = 4 et :

$$Rk C = \frac{2}{\pi 10^6}$$

La courbe 4, fig. 1, exprime la correction restant à effectuer après mise en place de ces 5 étages.

Nous voyons ici que nous avons un rapport maximal de l'ordre de 7 db à corriger, soit d'après (4.2.2.) : $1 + SRk = 2,24$ et $SRk = 1,24$, d'où $SRp = 2,24$.

La courbe 3, fig. 2, donne la réponse de l'étage.

La courbe 5, fig. 1, met en évidence le résidu après mise en œuvre de cet étage supplémentaire superposé au point $x = 3$ pour $f = 100$ kHz, soit pour cet étage :

$$Rk C = \frac{3}{2 \pi 10^5}$$

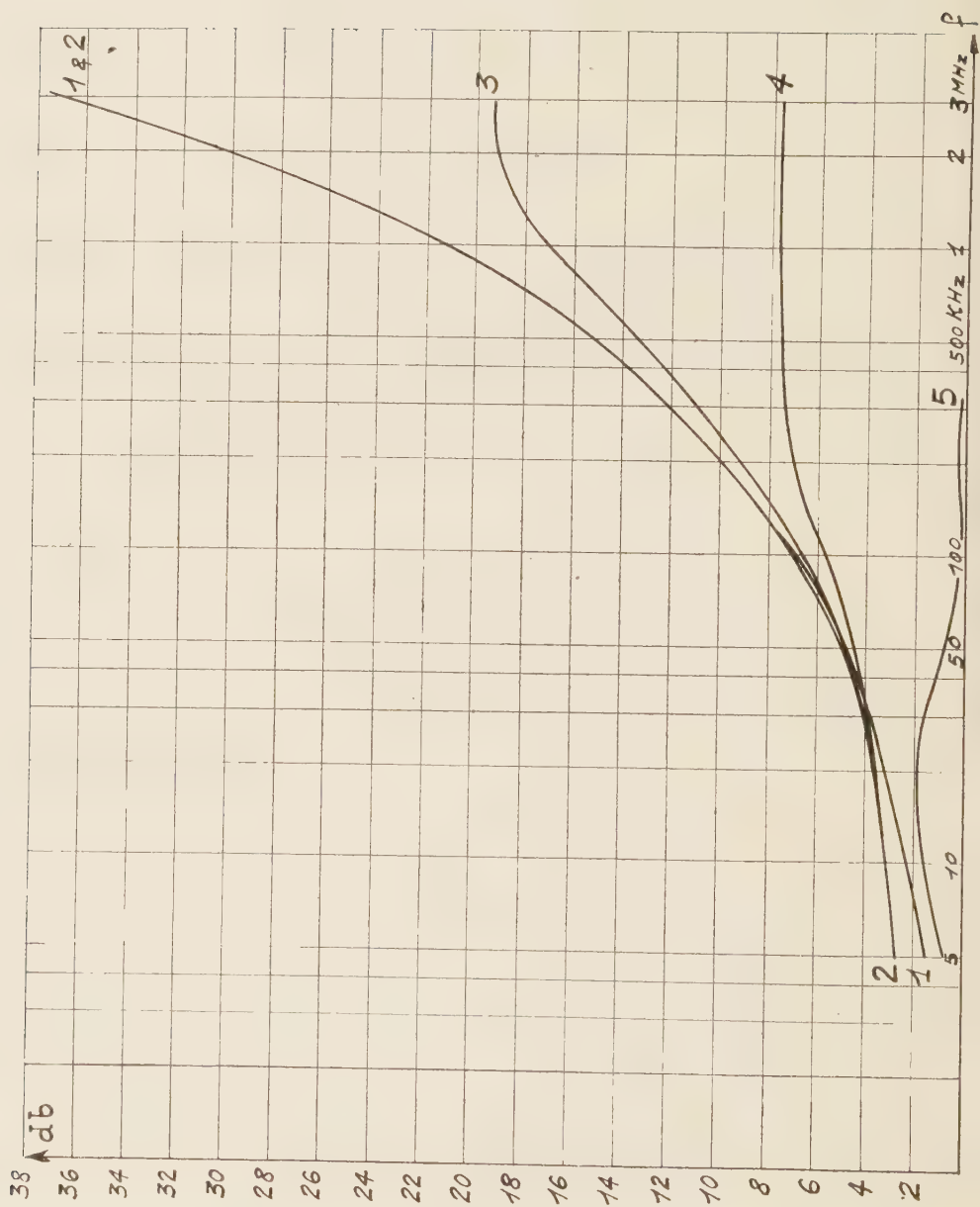


Fig. 1

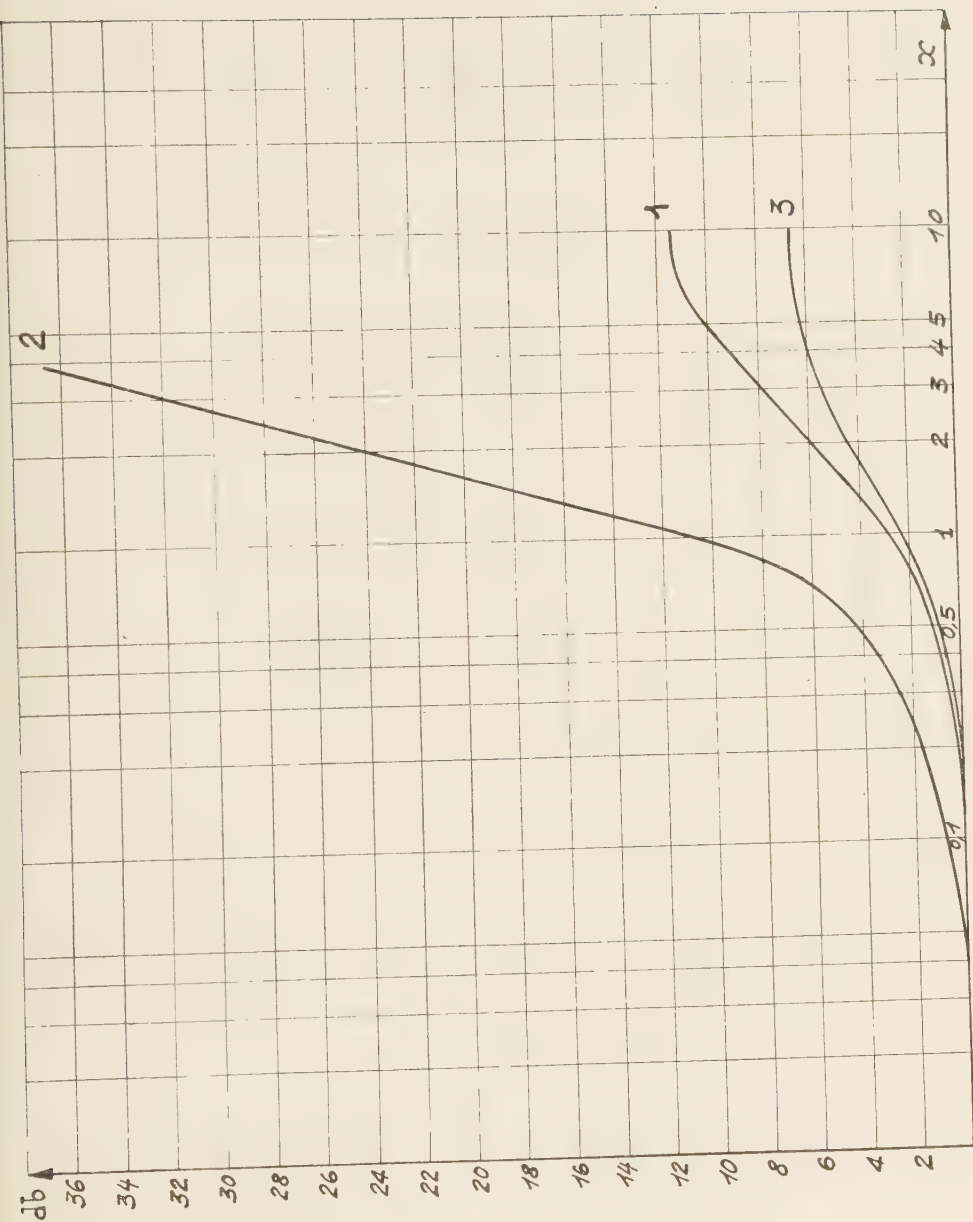


Fig. 2

Nous considérons comme suffisante la correction ainsi théoriquement déterminée.

Nous emploierons des tubes à grande pente et faibles capacités interélectrodes pour ce montage.

Nous avons choisi des tubes EF 42 pour lesquels le fabricant indique $S = 9.10^{-3}$.

L'expérience nous a montré qu'en réalité nous avons en moyenne $S = 7.10^{-3}$. Nous aurons donc pour les 5 premiers étages calculés :

$$R_k = \frac{3.10^3}{7} = 430 \text{ Ohms}$$

et :

$$R_p = \frac{4.10^3}{7} = 570 \text{ Ohms}$$

pour les 4 premiers étages :

$$C = \frac{1}{4 \pi 10^6.430} = 185 \text{ pf}$$

pour le cinquième :

$$C = \frac{2}{\pi 10^6.430} \cong 1.500 \text{ pf}$$

pour le sixième :

$$R_k = \frac{1,24.10^3}{7} = 180 \text{ Ohms}$$

$$C = \frac{3}{2 \pi 10^5.180} = 26.500 \text{ pf}$$

et :

$$R_p = \frac{2,24.10^3}{7} = 320 \text{ Ohms}$$

1.3 - Modulation

Nous emploierons les mêmes tubes EF 42 modulés par la cathode à l'aide d'un tube EF 42 à sortie cathodique.

La résistance apparente R_a sera de $\frac{1}{S} \approx 140$ Ohms. Pour la pente maximale à 3 MHz, l'impédance du condensateur C sera supérieure à 250 Ohms pour les premiers étages et nous pourrons en première approximation négliger $\frac{1}{S}$.

Pour les autres étages, nous ne pourrons plus négliger cet effet qui se traduira par une modulation en amplitude parasite sur les fréquences élevées. Nous n'avons cependant aucun moyen d'éviter cet effet qui se traduira par une inexactitude de la correction.

Nous avons vu aussi que R_a (4.2.4) dépend de la capacité parasite de plaque. Nous minimiserons l'effet de celle-ci, au moins pour les fréquences élevées, en mettant une petite inductance en série avec la résistance de charge R_p .

De même la capacité apparente C_a et R_a se trouvent être dépendantes de la résistance R_k (4.2.4).

Nous pourrons combattre cet effet en découplant la cathode du tube de réactance par une capacité dont l'impédance est grande pour la composante de modulation et faible pour le signal.

Pour minimiser l'effet de C_p , nous sommes amenés à prendre une valeur de C grande, mais, pour réduire la résiduelle comprenant C et R_p en série, nous devons prendre C faible. Nous devons donc faire un compromis.

En fait, nous avons choisi un gain de 7 pour tous les étages de réactance, soit : $R_p = 1.000$ Ohms.

Ceci donne :

- pour les 4 premiers étages $C = 26$ pF
- pour le 5^e étage $C = 210$ pF
- pour le 6^e étage $C = 3.800$ pF

Nous avons découplé toutes les cathodes des tubes de réactance par des condensateurs de 20.000 pF.

De façon à réduire le passage d'harmoniques de la composante de modulation dans les circuits amplificateurs, nous avons choisi pour celle-ci une forme triangulaire symétrique déformée, ce type de signaux ne contenant que peu d'harmoniques.

SCHEMA D'UN ETAGE DE CORRECTION

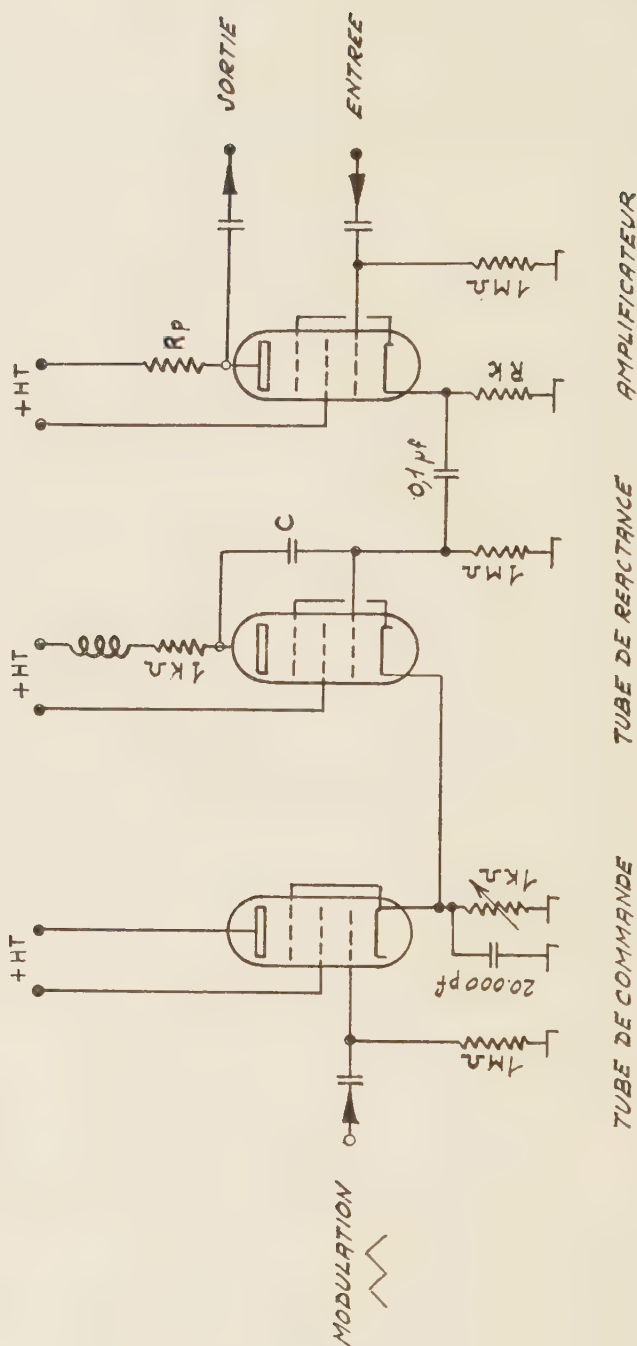


Fig. 3

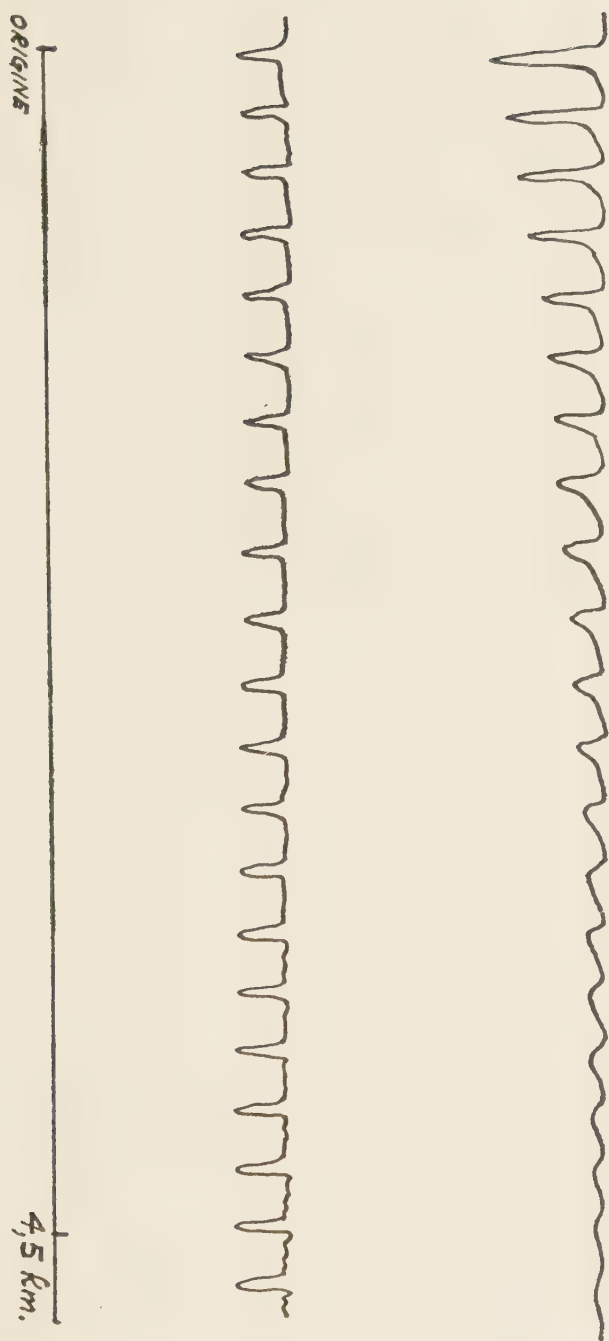


Fig. 4

On peut voir un schéma type d'un étage complet de correction fig. 3.

La fig. 4 donne l'image d'une suite d'impulsions correspondant à des défauts identiques régulièrement espacés avec et sans correction.

A une distance de 4,5 km de l'origine, l'écho est légèrement déformé et élargi de l'ordre de 10 %. Ceci est dû aux imperfections que nous avons signalées en déterminant le correcteur.

2 - CALCUL D'UN CORRECTEUR « PAR LONGUEURS »

(Voir première partie, chapitre 4.3)

2.1 - Problème

Corriger 2,3 km de câble coaxial $2,6 \times 9,5$ par longueurs de 230 mètres pour une impulsion de durée égale à 0,05 microseconde à mi-hauteur et de fréquence de répétition 10 kHz.

Nous admettrons que la durée à la base de l'impulsion est de 0,1 microseconde.

Nous prendrons pour fréquence maximale à corriger d'après la courbe (fig. 2, première partie) :

$$f_{\text{max.}} = \frac{1}{T} = 10 \text{ MHz}$$

La courbe 1, fig. 5, montre l'affaiblissement à corriger.

2.2 - Réseau fixe

(Voir première partie, 4.3.2)

Nous pouvons voir que la pente maximale vers 10 MHz approche de 12 db par octave, ce qui suggère d'employer deux cellules identiques pour corriger cette extrémité de la courbe avec m grand.

Essayons pour $m = 15$ (courbe 1, fig. 6).

Nous avons une bonne approximation en prenant $x = 5$ pour 10 MHz.

La courbe 2, fig. 5, montre ce qui reste à compenser. Nous pouvons voir que l'écart maximum est de l'ordre de 10 db, soit $m = 3,16$ et $m^2 = 10$ si on prend une seule cellule.

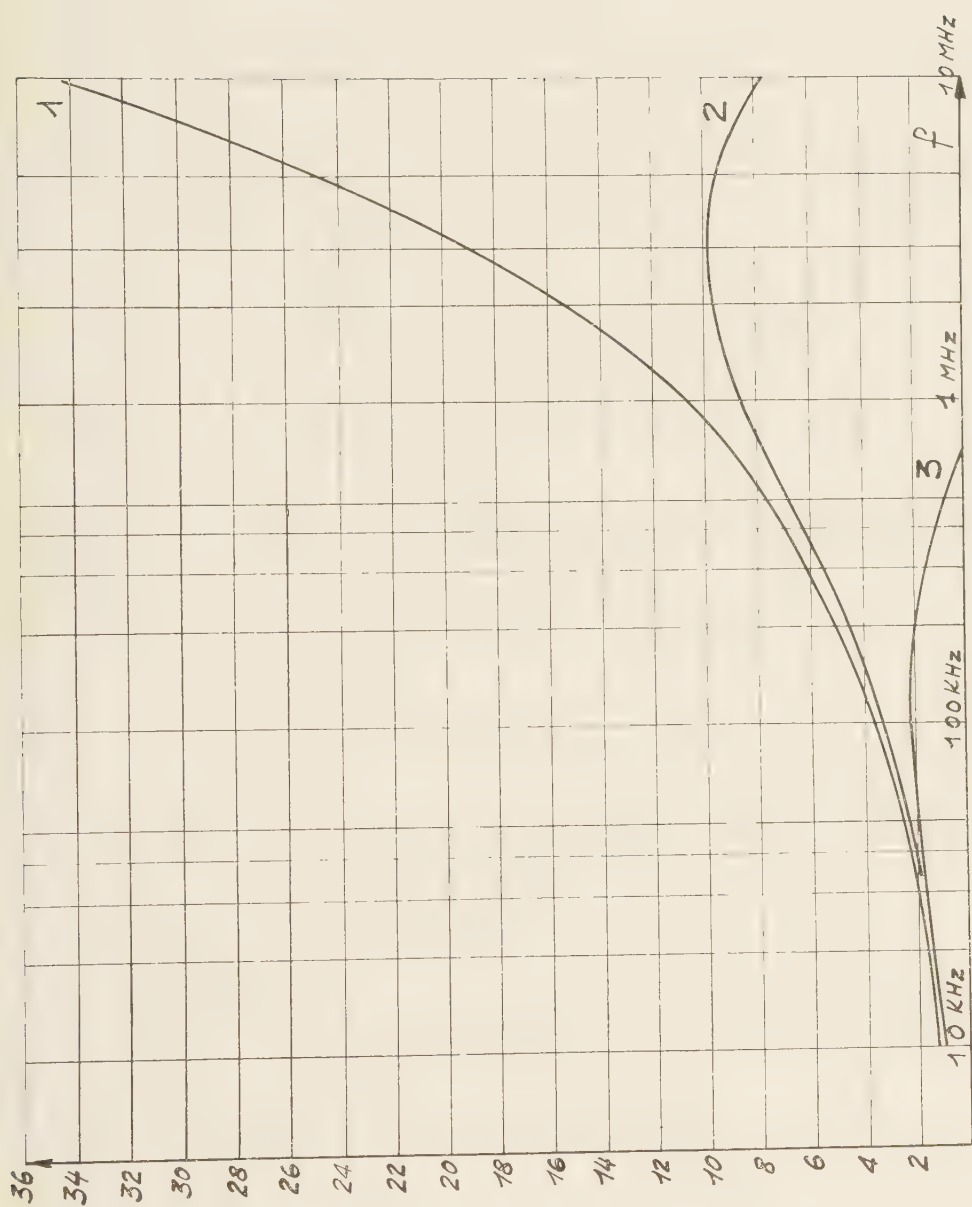


Fig. 5

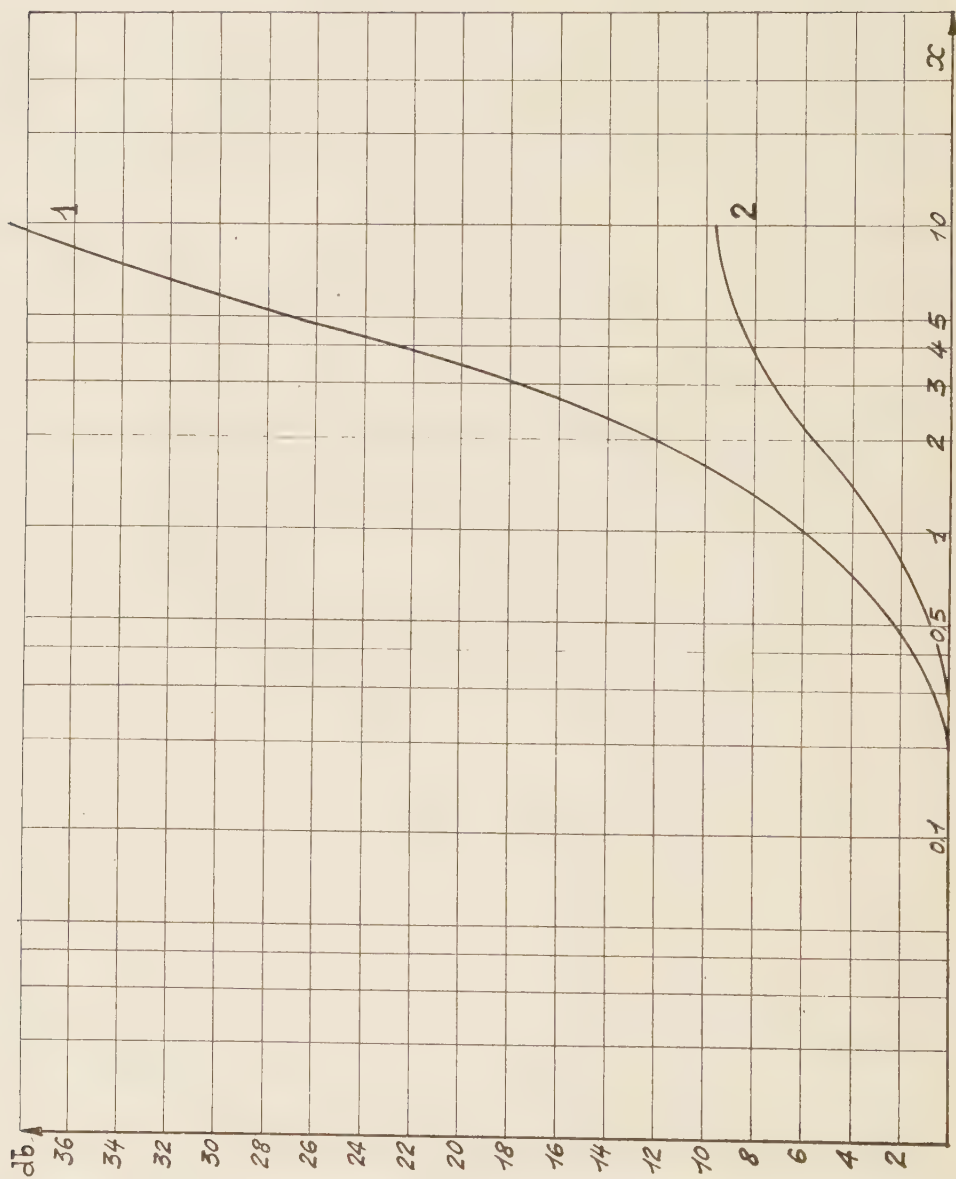


Fig. 6

La courbe 2, fig. 6, indique la réponse d'une telle cellule. La courbe 3, fig. 5, montre le résidu après montage de ces 3 cellules, si on prend $x = 10$ pour 2 MHz.

Nous considérerons celui-ci comme suffisamment petit.

Si nous posons pour les 2 dernières cellules :

$$R_2 = 5 \text{ Ohms, nous avons } R_1 = 70 \text{ Ohms et } C = \frac{5}{70.2 \pi.10^7} = 1.150 \text{ pF}$$

Pour la dernière, nous avons $m = 3,16$.

$$\text{Si on prend } R_2 = 30, R_1 = 65 \Omega \text{ et } C = \frac{10}{65.2 \pi.2.10^6} = 12.300 \text{ pF.}$$

Pour éviter la nécessité d'interposer entre les cellules des éléments actifs de séparation, on pourra les disposer « à impédance croissante » comme le représente le schéma ci-dessous :

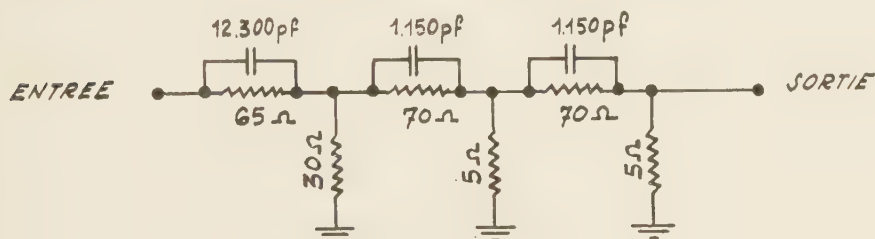


Fig. 7

On pourra s'assurer que dans la plage de fréquences considérée la réaction d'une cellule sur l'autre peut être négligée.

2.3 - Réseau variable

(Voir première partie, 4.3.3)

Pour 230 m de câble, l'affaiblissement aller-retour à 10 MHz est de 3,42 db, soit 0,394 Népers.

Si nous prenons une cellule par longueur, celle-ci sera déterminée par (43) :

$$\sqrt{\frac{RC\omega}{2}} = 0,394$$

soit $RC\omega = 0,155 \times 2,$

Si nous choisissons $R = 30 \text{ Ohms}$,

$$C = \frac{2.155.10^{-3}}{30.2 \pi.10^7} = 165 \text{ pF}$$

l'erreur par cellule sera inférieure à $\frac{RC\omega}{2}$

soit à 0,156 Néper par cellule.

La ligne de cellules sera terminée par un certain nombre de cellules de même rapport $\frac{R}{C}$ que la ligne mais où les termes en RC croîtront suivant une progression géométrique, de façon à reproduire avec un nombre limité de cellules l'impédance caractéristique.

2.4 - Réalisation et performances

(fig. 8)

La commutation de la ligne variable pose des problèmes sérieux. En effet, il existe une capacité non négligeable entre chacun des contacts reliés aux cellules et le « rail » du contacteur.

Pour réduire l'effet de ces couplages, nous avons simplement monté 2 lignes symétriquement sur deux galettes identiques de contacteurs. Les rails des deux galettes sont reliés ensemble. Sur l'une des galettes, le doigt de distribution a été supprimé.

De cette façon, les couplages symétriques tendent à s'annuler à la sortie qui est dissymétrique.

Nous avons dû modifier légèrement les valeurs calculées des capacités pour tenir compte de l'erreur dont nous avons parlé, mais aussi des capacités parasites dues aux contacteurs et au câblage. La valeur en place est de 125 pf.

Sous ces conditions, on retrouve parfaitement les courbes calculées par des mesures en régime permanent. Les mesures en impulsions donnent des écarts de forme de 10 % environ suivant la position du contacteur.

CORRECTEUR

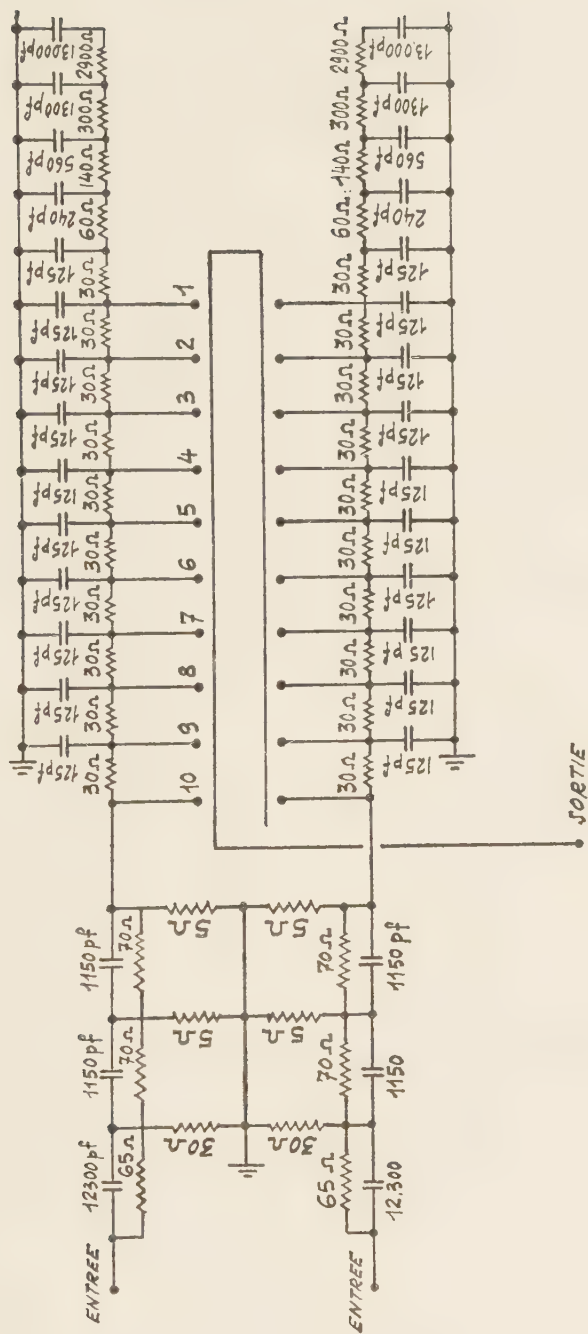


Fig. 8

3 - TRANSPOSITION

(Voir première partie, chapitre 5)

3.1 - Problème

Effectuer la transposition des signaux d'écho obtenus avec un échomètre dont le générateur d'impulsions a les caractéristiques suivantes :

- fréquence de répétition : 10 kHz
- durée T de l'impulsion à la base : 10^{-7} seconde

en vue d'enregistrer les signaux transposés à l'aide d'un appareil dont la fréquence supérieure de coupure est 50 Hz.

3.2 - Durée minimale de la période du signal transposé

La formule 17 de 5.6 nous donne si nous prenons $b = 5.10^{-2}$:

$$T_3 \text{ mini} = \frac{4 \pi 10^{-8}}{10^{-7} 10^{-1}} = 12,5 \text{ secondes}$$

3.3. - Durée de la période du signal transposé

Le signal impulsionnel a une fréquence limite de :

$$f \text{ max.} = \frac{1}{T} = 10^7 \text{ Hz}$$

Après transposition, cette fréquence devra être inférieure à la fréquence limite du dispositif d'enregistrement.

Prenons 20 Hz pour cette nouvelle fréquence. La transposition devra donc diviser les fréquences par un coefficient :

$$K = \frac{10^7}{20} = 5.10^5$$

et nous aurons :

$$T_3 = T_1.5.10^5 = 10^{-4}.5.10^5 = 50 \text{ secondes}$$

Nous déduisons immédiatement Θ de (4) dans 5.2 :

$$\Theta = \frac{T_1}{T_3} = \frac{T_1^2}{T_3} = 2.10^{-10}$$

3.4 - Détermination de la constante de temps d'intégration

Nous limiterons la déformation maximale du signal à 5 %, soit :

$$\frac{2 \pi n \Theta}{T} = 5.10^{-2}$$

d'où :

$$n \Theta = \frac{10^{-1} T}{4 \pi} = \frac{10^{-8}}{4 \pi} = 8.10^{-10}$$

d'où nous tirons :

$$n = \frac{8.10^{-10}}{2.10^{-10}} = 4$$

la constante de temps sera donc :

$$n (T_1 + \Theta) = 4 (10^{-4} + 2.10^{-10}) \cong 4.10^{-4}$$

3.5. - Détermination de τ

La durée de l'impulsion rectangulaire de déblocage sera déterminée en limitant l'accroissement de durée du signal à une valeur que nous nous fixons égale à 10 %.

$$\frac{2 \tau}{T} = 10^{-1}$$

d'où :

$$\tau = \frac{10^{-8}}{2} = 5.10^{-9}$$

3.6 - Gain sur le rapport signal/bruit

Le gain obtenu est : $\sqrt{n} = \sqrt{4} = 2$, soit 6 db.

3.7 - Réalisation et performances

(fig. 9)

Nous avons effectué un montage symétrique pour la transposition afin d'éliminer dans une large mesure les résidus dus à la commutation par l'impulsion de déblocage.

L'impulsion de déblocage est en réalité en forme de cosinusoïde surélevée de durée de $5 \cdot 10^{-8}$ seconde à la base, mais seul son sommet intervient pour débloquer les tubes de transposition.

Dans ces conditions, on observe un élargissement du signal inférieur à 10 %.

Le déplacement de l'impulsion de déblocage par rapport au signal est effectué par une modulation de phase. Le déplacement peut être limité en amplitude et modifié en vitesse entre les valeurs correspondant à des périodes T_3 de 20 à 500 secondes.



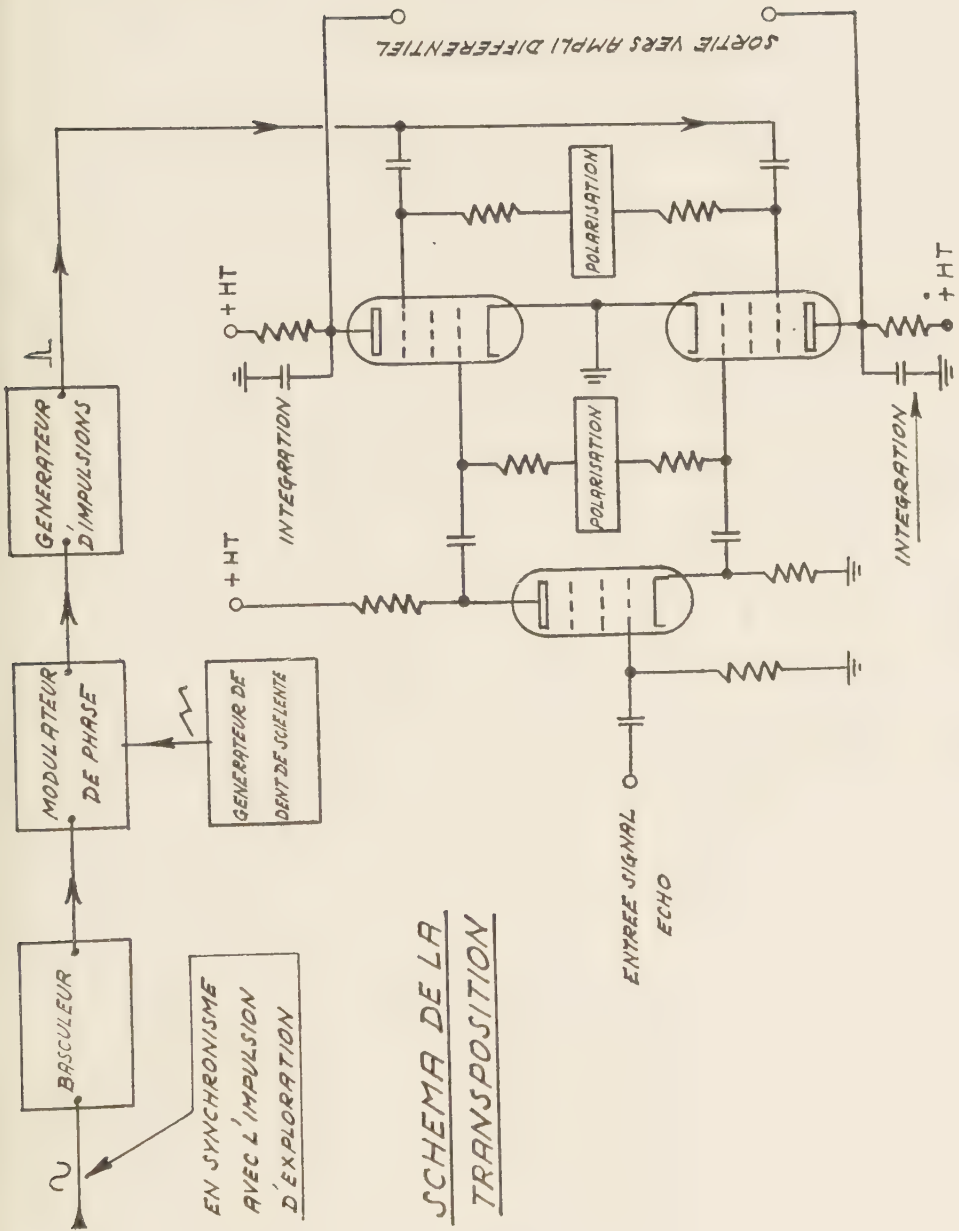


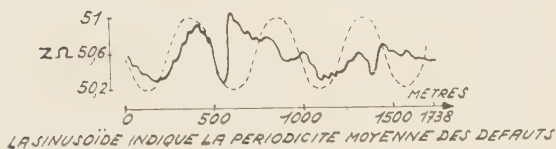
Fig. 9

ANNEXE

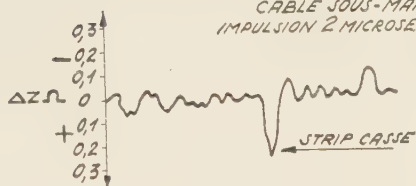
Documents de réalisations

EXEMPLES DE DEFAUTS TYPIQUES RELEVÉS SUR DES CABLES A L'ECHOMETRE

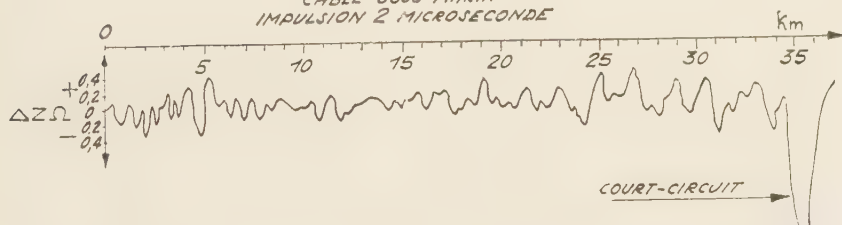
CABLE SOUS-MARIN
IMPULSION 2 MICROSECONDE



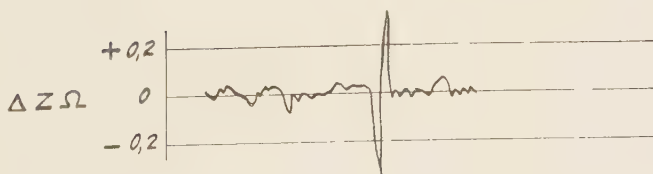
CABLE SOUS-MARIN
IMPULSION 2 MICROSECONDE



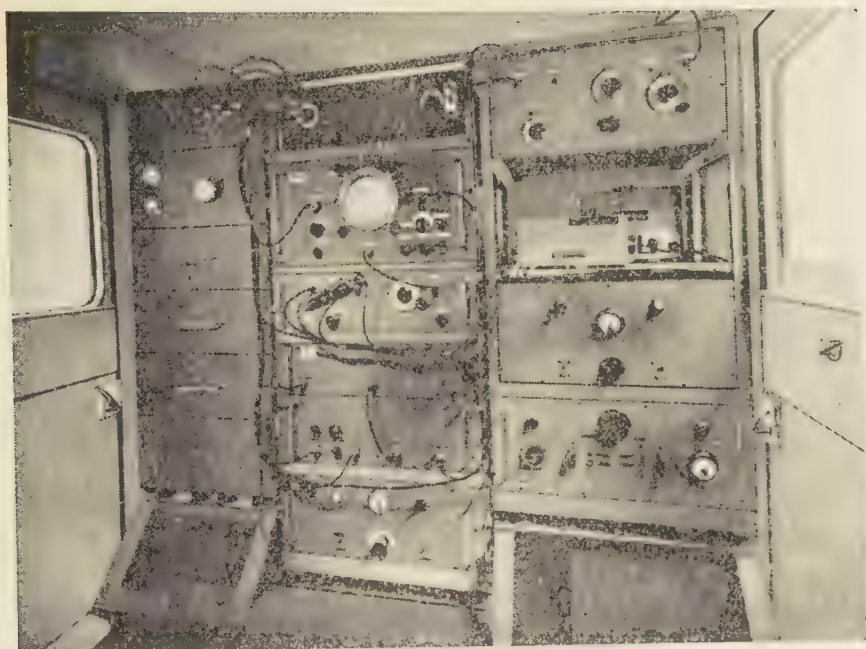
CABLE SOUS-MARIN
IMPULSION 2 MICROSECONDE



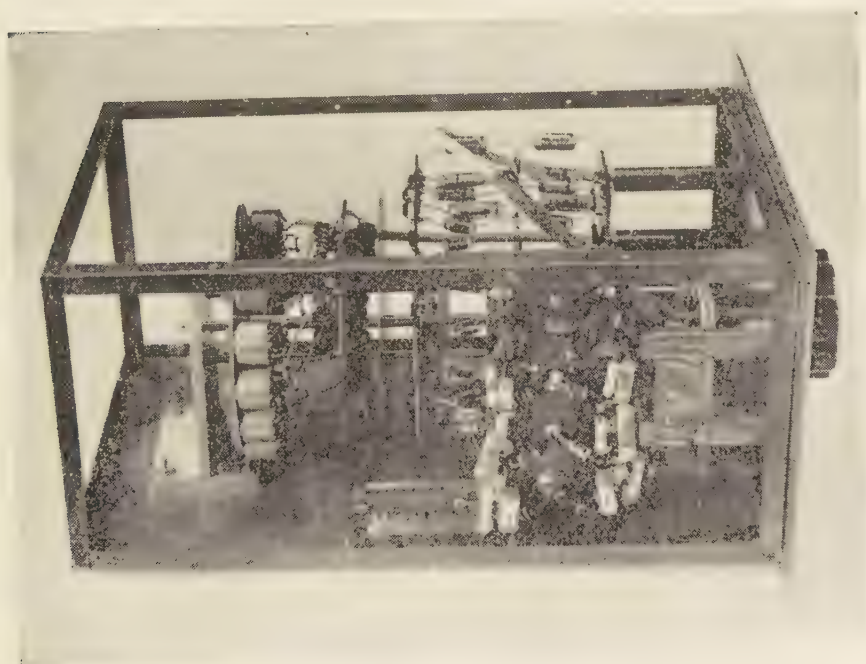
CABLE TERRESTRE 2,6/9,5
IMPULSION 0,1 MICROSECONDE



CONDUCTEUR INTERIEUR EXCENTRE PAR FONTE DES PASTILLES
D'ISOLEMENT EN POLYTHENE A UNE JONCTION



Echomètre avec correcteur amplitude-phase dynamique et enregistrement par transposition utilisé à bord d'un camion-Laboratoire pour les contrôles en chantiers.



Tiroir mobile comprenant les réseaux divers d'un correcteur amplitude-phase « par longueurs ». Au premier plan, le réseau fixe, derrière, le réseau commutable monté en « tambour » autour du contacteur.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. CAZENAVE. — **Déformation d'un signal transmis par une ligne coaxiale parfaitement homogène.**
Câbles et Transmission, octobre 1951, N° 4, p. 279-314.
- (2) M. JOUGUET. — **Effet de la distorsion d'amplitude et de phase sur les signaux de télévision à spectre limité.**
Câbles et Transmission, octobre 1952, p. 301-316.
- (3) G. FUCHS. — **Réflexions dues aux irrégularités d'impédance dans un câble coaxial.**
Câbles et Transmission, avril 1953, p. 122-141.
- (4) P. HERRENG. — **Echomètre à impulsions de 0,05 μ s pour l'étude de la régularité d'impédance des paires coaxiales 5/18.**
Câbles et Transmission, avril 1954, p. 172-189.
- (5) P.-J.-M. CLAVIER. — **Déformation d'une impulsion en cosinuséide surélevée par transmission sur une paire coaxiale.**
Câbles et Transmission, octobre 1954, p. 351-356.
- (6) J.-A. VILLE et J. BOUZITAT. — **Sur un type de signaux pratiquement bornés en temps et en fréquence.**
Câbles et Transmission, octobre 1955, p. 293-303.
- (7) G. COMTE et A. PONTIUS. — **Détermination des impédances caractéristiques locales et moyenne des câbles coaxiaux à l'aide du signal échelon-unité.**
Câbles et Transmission, octobre 1953, p. 97-121.
- (8) M. COTTE. — **Propagation d'une impulsion de tension dans un câble parfaitement régulier.**
Câbles et Transmission, N°3, 1954, p. 258-265.
- (9) G. COMTE, F. de CARFORT et A. PONTIUS. — **Etude comparative des échos dus à la réflexion d'impulsions sur des irrégularités dans une ligne coaxiale.**
Câbles et Transmission, N° 3, 1955, p. 202-227.
- (10) G. COMTE et M. BOUDERLIQUE. — **Correcteur amplitude phase pour échomètres à impulsions destinés au contrôle des câbles électriques à grande distance.**
Onde Electrique, juin 1954, p. 514-524.
- (11) G. COMTE. — **Amélioration aux procédés impulsionnels par l'emploi de l'intercorrélation.**
Câbles et Transmission, N° 2, 1958, p. 162-169.
- (12) G. COMTE, M. BOUDERLIQUE, A. PONTIUS. — **Echomètre à impulsions destiné au contrôle de sections d'amplification de paires concentriques.**
Câbles et Transmission, N° 3, 1956, p. 245-258.

- (13) A. ANGOT. — **Compléments de mathématiques.**
- (14) H. BORG. — **Théorie des circuits impulsionnels.**
- (15) CROZE et SIMON. — **Transmission téléphonique - Théorie des lignes.**
- (16) S.-A. SCHELKUNOFF (Bell Laboratories). — **La théorie des lignes de transmission coaxiales et des écrans cylindriques.**
Bell System Technical Journal, oct. 1934, p. 49-74.
- (17) I. EYRAUD. — **Equilibreurs pour câbles à paires coaxiales.**
Câbles et Transmission, N° 2, 1956, p. 91-114.
- (18) J. OSWALD. — **Les signaux à spectre limité et leurs transformations.**
Câbles et Transmission, 1950, N° 2, p. 197-215.
- (19) R. CAZENAVE. — **Paramètres secondaires d'une paire coaxiale aux fréquences élevées.**
Câbles et Transmission, avril 1954, N° 2, p. 159-171.
- (20) G. COMTE et G. THEVENET. — **Lignes artificielles destinées à l'étalonnage de correcteurs en amplitude et phase.**
Câbles et Transmission, juillet 1958, N° 3, p. 214-219.
- (21) J. OUDIN. — **Développements nouveaux de la technique des impulsions pour l'examen des câbles.**
L'Onde Electrique, février 1954, p. 163-169.
- (22) J. OUDIN. — **L'analyse impulsionnelle des câbles et ses développements.**
L'Onde Electrique, juillet 1954, p. 573-583.



DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

**Réduction du spectre de la
parole en Téléphonie**

Vu :

Les Membres du Jury,

JANIN
MESNARD
DUFAY
EYRAUD

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

H. GAUTHIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 6 février 1962

Le RECTEUR,

Président du Conseil de l'Université,

P. LOUIS

